

Physikalische Berichte

Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

Jahrgang

1. Juni 1924

Nr. 11

1. Allgemeines.

Walther Nernst. Les Prix Nobel en 1921—1922. S. 124.

Albert Einstein. Les Prix Nobel en 1921—1922. S. 125.

Niels Bohr. Les Prix Nobel en 1921—1922. S. 126—127.

Frederick Soddy. Les Prix Nobel en 1921—1922. S. 128—129.

Francis William Aston. Les Prix Nobel en 1921—1922. S. 130—131.

John R. Hewett. Thomas Alva Edison. Der Erfinder und der Forscher. Zu seinem 80. Geburtstag (10. Februar 1924). Naturwissensch. **12**, 121—126, 1924, Nr. 7.

Arnaud de Gramont. Nature **113**, 244—245, 1924, Nr. 2833.

Martin Sjöström. Gustaf Granqvist. Fysisk Tidsskr. **22**, 1—8, 1924, Nr. 1.

M. Hansen. Aarets Nobelpristager. (R. A. Millikan.) Fysisk Tidsskr. **22**, 1—11, 1924, Nr. 1.

Arthur Schuster. Prof. G. H. Quincke. Nature **113**, 280—281, 1924, Nr. 2834.

Ernst von Rohr. Die letzte Veröffentlichung von W. Ch. Wells. ZS. f. ophthalmol. Opt. **11**, 170—178, 1923, Nr. 6. SCHEEL.

F. C. Pollard. Die Konstruktion wissenschaftlicher Instrumente. Vorlesung. ZS. f. Feinmechanik u. Präzision **32**, 61—68, 1924, Nr. 6. In der dritten (und letzten) Vorlesung werden zunächst die Begriffe Genauigkeit und Empfindlichkeit erklärt. Der Quotient aus der Korrektur und der Größe des zu messenden Wertes wird als spezifische Ungenauigkeit und ihr Kehrwert als spezifische Genauigkeit bezeichnet. Die Empfindlichkeit wird definiert als das Verhältnis der Winkeländerung des Ausschlags zu der Änderung der zu messenden Größe; durch Reibungseinflüsse kann sie unbestimmt werden. Es muß deshalb nach Schlick zwischen Trägheit und Empfindlichkeit unterschieden werden. Ersteres ist der Quotient aus der kleinsten Änderung der zu messenden Größe, welche einen eben merklichen Ausschlag hervorbringt, und der zu messenden Größe selbst. Die Veränderlichkeit (variance) ist der Bereich, über den die Einstellungen für einen bestimmten Wert der zu messenden Größe variieren, die spezifische Veränderlichkeit dieser Wert, geteilt durch die zu messende Größe. Sie tritt als Hysteresisschleife bei der Eichung der Instrumente in auf- und abnehmendem Sinne auf. — Damit Meßinstrumente ihre Form beibehalten,

müssen sie aus einem Stoff von hohem Elastizitätsmodul bestehen. Bei sich drehenden Teilen, wie bei Hebeln, werden die Angaben durch die Lagerluft geändert; bei anderen Instrumenten kann dies durch elastische Nachwirkung, die Viskosität einer Flüssigkeit oder die Verzögerung des Wärmeüberganges (z. B. bei Thermometern) eintreten. Die Teilung von Laboratoriumsinstrumenten sollte nicht kleiner als die fünffache Veränderlichkeit sein, bei Handelsgeräten können sie im Verhältnis 2:1 stehen. — Der Schluß handelt von der wirtschaftlichen Herstellung. Die erste Maschine für austauschbare Fertigung ist die Hooke'sche Zahnradteilmachine. Der das Prinzip darstellenden (functional) Zeichnung muß die Ausführungszeichnung folgen; worauf hierbei zu achten ist, wird an einigen Beispielen auseinandergesetzt. Es wird auch auseinandergesetzt, wie sich durch geeignete Ausführung der Einzelteile eine verbilligend wirkende Austauschfabrikation erreichen läßt. Diese erfordert ein Toleranzsystem; es wird gezeigt, wie mehrere voneinander abhängige Maße toleriert werden müssen. Zum Schluß wird noch eine einstellbare Lehre beschrieben, welche aus zwei Stücken besteht, die mit je drei zueinander genau senkrechten V-Nuten versehen sind. Mit der größeren gleiten sie auf einem genauen Zylinder und werden hier durch einen Ring festgezogen. In den beiden anderen Nuten werden zylindrische Stifte festgespannt, von denen drei gleiche Durchmesser haben, während der des vierten um die doppelte Toleranz größer ist. Der Abstand der Gutseite wird mittels Endmaßen zwischen den beiden gegenüberstehenden Zylindern gleichen Durchmessers eingestellt; der Abstand der beiden anderen gibt dann die Ausschußseite. Diese Lehre ist für Bohrungs- und Wellenmessungen geeignet.

BERNDT

Donald A. Hampson. Test Methods for the Shop. Amer. Mach. 60, 325—328, 1924, Nr. 9. Auch in einem kleinen Betriebe lassen sich eine Reihe von Untersuchungen ausführen, falls nur Tourenzähler, Federwage (Dynamometer), Brückenwage und Manometer vorhanden sind. Ihre Verwendung und Anpassung für verschiedene Zwecke wird an einigen Beispielen gezeigt. Es läßt sich der Meßbereich der Dynamometer durch Zwischenfügen einer Hebelanordnung vergrößern; bei Manometern lassen sich auch andere Skalen anbringen, welche unmittelbar die gesuchte Größe (die eine Funktion des Druckes ist) abzulesen gestatten.

BERNDT

J. E. Winter. The New Screw Thread Standard. Discussion. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 802, 1923, Nr. 22. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe 59, 802, 1923; vgl. diese Ber. S. 210.

BERNDT

Ralph E. Flanders. The New Screw Thread Standard. VI. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 939—942, 1924, Nr. 26. Bereits berichtet nach der Amer. Ausgabe vgl. diese Ber. S. 340.

BERNDT

A Large Micrometer. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 806, 1923, Nr. 22. Bereits berichtet nach der Amer. Ausgabe 59, 806, 1923; vgl. diese Ber. S. 211.

BERNDT

Société Genevoise Bench Micrometer. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 823—824, 1923, Nr. 22. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe 59, 823, 1923; vgl. diese Ber. S. 211.

BERNDT

Modern Practice in Fitting Studs. Amer. Mach. 60, 323—324, 1924, Nr. 9. Eine Zusammenstellung der in der Praxis bei Gewindestiften gebräuchlichen Übermaße und Toleranzen, die in weiten Grenzen schwanken. Die S. A. E. hat folgende Mindestübermaße im Flankendurchmesser vorgeschlagen (wobei die eingeklammerten Zahlen

für Bolzen über 1" Durchmesser gelten): bei Löchern in Stahl $\pm 0 (+1)$, in Gußeisen $-2 (+3)$, in Aluminium $+4 (+5)$. 10^{-3} Zoll, mit einer für alle geltenden Toleranz von $+3 \cdot 10^{-3}$ Zoll.
BERNDT.

Prinzip. Die Stützungsprobleme als Prinzip der Werkstattmeßtechnik. Maschinenbau 3, 349—355, 1924, Nr. 11. Damit die Messung die richtige Form der Werkstücke gewährleistet, ist bei Zylinderpaaren eine Stützung in fünf Punkten notwendig. Bei einer größeren Zahl von Stützpunkten ist die Messung bezüglich der Lage der fehlerhaften Stelle unbestimmt. Bei einem Zylinder muß nachgewiesen werden, daß alle seine Querschnitte gleiche Kreise und 2. alle Seitenlinien parallele Gerade sind. Letzteres ist mittels eines in einer einzigen Stützlage verharrenden Meßwerkzeuges und eines am Werkstück axial verschieb- und um die Achse schwingbaren Stützpunktes zu prüfen. Für die Prüfung eines Kreises sind drei Stützpunkte notwendig, die am besten um 120° gegeneinander versetzt sind. Die übliche Prüfung mit Lehrschnur und -ring wird überhaupt nur bei hochentwickelter Herstellungstechnik möglich und führt zwangsläufig auf Grenzmessungen. (Anm. d. Ref.: Die Prüfung ist einwandfrei nur für die Gutseite, während sie auf der Ausschußseite bei einer Bohrung nur aussagt, daß die engste Stelle nicht größer als der Kaliberschnur ist, während sie sonst z. B. stark elliptisch sein kann; hier müßte also streng genommen ein anderes Gerät benutzt werden, das eine Aussage über den größten vorkommenden Durchmesser gibt.) Die Unzuverlässigkeit jener Gefühlsmessung führte zu einer Verminderung der Zahl der Stützpunkte. Die sich danach bei Innen- und Außenmessungen ergebenden Flach- und Ringlehren werden systematisch zusammengestellt und dann auch auf die sich aus beiden ergebenden Kombinationen eingegangen. Auf Grund dieser Erörterungen werden für Innenmessungen vorgeschlagen: Zylinder, in welche, radial um je 120° versetzt, drei Stahlplättchen mit geraden oder nach dem Zylinderradius gekrümmten Kanten eingesetzt sind (also Reduktion des Kaliberschnures auf drei Linien, bzw. Erweiterung des Kugelmessmaßes auf drei Stützpunkte); und für Außenmessungen: Flächenlehren, in deren eine Meßbacke ein und in der gegenüberliegenden zwei (hochkant stehende) Stahlplättchen eingesetzt sind, so daß sich eine Dreipunktberührung ergibt.
BERNDT.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Adalbert Bokowski. Über die Energiekomponenten in Hilberts Theorie der Materie. ZS. f. Phys. 21, 299—303, 1924, Nr. 5. Die Arbeit enthält eine ergänzende Rechnung zu Hilberts Theorie der Materie (Gött. Nachr., math.-phys. Kl. 1915). Die infinitesimale Transformation der Weltparameter wird auf ein gewisses vierfaches Integral, welches den „elektrischen“ Bestandteil der Hilbertschen Weltfunktion als Integrand enthält, angewandt, und solcherweise entstehen eine Reihe von Differentialbeziehungen, denen der Integrand identisch genügt. Mit ihrer Hilfe kann man die sogenannten „Energiekomponenten des elektromagnetischen Feldes“ definieren. Die erhaltenen Ausdrücke werden auf den Fall der beschränkten Relativitätstheorie spezialisiert und ihre Richtigkeit unter den dort geltenden Voraussetzungen erwiesen.
BOKOWSKI.

H. Nordström. Über die kanonischen Bewegungsgleichungen des Elektrons in einem beliebigen elektromagnetischen Felde. Comm. Fenn. 1, Nr. 43, 6 S., 1923. [S. 767.]
SMEKAL.

A. Einstein. Bietet die Feldtheorie Möglichkeiten für die Lösung des Quantenproblems? Berl. Ber. 1923, S. 359–364, Nr. 23/34. Durch die in der klassischen Mechanik, Elektrodynamik und Relativitätstheorie verwendeten partiellen Differentialgleichungen wird die zeitliche Fortsetzung des Naturgeschehens eindeutig festgelegt, sobald die Anfangsbedingungen (etwa der Zustand zur Zeit $t = 0$) gegeben sind. Letztere sind gemäß der klassischen Theorie willkürlich wählbar. Die Entwicklung der Quantentheorie hat nun unter anderem gezeigt, daß der Anfangszustand eines um den Wasserstoffkern bewegten Elektrons nicht frei gewählt werden kann, sondern im Einklang mit den Quantenbedingungen für die stationären Zustände stehen muß. Allgemein: nicht nur die zeitliche Fortsetzung, sondern auch der Anfangszustand unterliegt Gesetzen. — Verf. schlägt vor, diese Tatsache in einer mit partiellen Differentialgleichungen operierenden Theorie (Feldtheorie) durch „Überbestimmung“ zu berücksichtigen, also eine Theorie aufzustellen, in der die Zahl der unabhängigen Gleichungen größer ist als die Zahl der Feldvariablen. Unter Zugrundelegung der allgemeinen Relativitätstheorie müßte demnach die Zahl der Gleichungen größer als 10 sein (10 Größen $g_{\mu\nu}$ für das Gravitationsfeld, 4 Größen φ_μ für das elektromagnetische Feld; von diesen 14 Feldvariablen haben wegen der freien Wahl der Koordinaten nur 10 durch Feldgleichungen bestimmt zu werden). — Zur Diskussion gestellt werden die folgenden Gleichungssysteme:

$$R_{km} = -\kappa \left(\frac{1}{4} g_{km} \Phi_{\alpha\beta} \Phi^{\alpha\beta} - \Phi_{k\alpha} \Phi_m^\alpha \right)$$

zusammen mit

$$\Psi_{ik,l;m;n} + \Psi_{ik,m;n;l} + \Psi_{ik,n;l;m} = 0.$$

Das erste System stellt die Feldgleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie dar für den Fall, daß außer dem Gravitationsfeld nur das elektromagnetische Feld existiert. Im zweiten Gleichungssystem bedeutet $\Psi_{ik,l;m;n}$ die kovarianten Ableitungen eines Tensors, der homogen und vom zweiten Grad in den elektromagnetischen Komponenten

$$\Phi_{\mu\nu} = \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial x_\mu}$$

ist. — Eine Lösung dieses Ansatzes wird, wie von A. Grommer gezeigt werden konnte, dargestellt durch ein zentralsymmetrisches statisches Feld mit endlicher elektrischer Ladung und endlicher ponderabler Masse im Mittelpunkt. Dieser Umstand ist als Argument zugunsten dieses Ansatzes aufzufassen. Verf. schlägt vor, das angegebene Gleichungssystem weiter auf folgende Eigenschaften zu prüfen: 1. Bestimmen es das mechanische Verhalten der Singularitäten? 2. Entsprechen die Vorgänge gemäß diesen Gleichungen dem, was wir von der Quantentheorie wissen? — Mit Rücksicht auf die große Kompliziertheit des zweiten Gleichungssystems wird die Beantwortung dieser Fragen hohe Anforderungen an die Mathematiker stellen.

THIRRING

Niels Bohr. On the application of the quantum theory to atomic structure. Part I. The fundamental postulates. Proc. Cambridge Phil. Soc. 1924, Supplement 42 S. Übersetzung aus der ZS. f. Phys. 13, 117–165, 1923, Nr. 3.

SCHHEEL

Th. Weyde. The general principle of relativity applied to the Rutherford-Bohr atom-model. Phys. Rev. (2) 21, 391–396, 1923, Nr. 4. Der Verf. wendet die allgemeine Relativitätstheorie auf das Bohrsche Wasserstoffatommodell an. Das Linienelement des radial-symmetrischen Kernfeldes wird zu

$$ds^2 = \gamma(r) \cdot du^2 - \gamma'(r) \cdot dr^2 - r^2 \cdot d\varphi^2$$

angesetzt ($u = ct$, r und φ Polarkoordinaten des Elektrons) und die Potentiale γ , γ' werden im folgenden nach Eddington empirisch zu bestimmen gesucht, indem die Näherungsentwicklungen benutzt werden:

$$\gamma = 1 + a \cdot \frac{k}{r} + b \cdot \frac{k^2}{r^2} + \dots, \quad \gamma' = 1 + a' \cdot \frac{k}{r} + \dots;$$

wobei ist k/r gleich $-1/c^2$ mal der klassisch berechneten potentiellen Energie, dividiert durch die Ruhmasse des Elektrons. Für die Energie des Modells findet man

$$E = m c^2 \gamma \frac{du}{ds} = W + \text{const.} \quad \text{Bedeutet } \sigma = s/c, \quad w_\varphi = r \cdot \frac{d\varphi}{d\sigma}, \quad w_r = \frac{dr}{d\sigma}, \text{ so}$$

bedeutet die azimutale Quantenbedingung

$$\oint m r \cdot w_\varphi \cdot d\varphi = n \cdot h,$$

die radiale hingegen nach Mitteilung von Bohr und Kramers an den Verf. mit Rücksicht auf das Korrespondenzprinzip

$$\oint m \gamma' w_r \cdot dr = n' \cdot h.$$

Der Verf. setzt hingegen allgemeiner

$$\oint m \cdot \left(1 + a'' \cdot \frac{k}{r} + \dots\right) w_r \cdot dr = n' \cdot h$$

und findet schließlich

$$W = -(a/2)^2 \cdot (E/e)^2 \frac{N \cdot h}{(n+n')^2} \left[1 + (E/e)^2 (n'/n) \frac{A \alpha^2}{(n+n')^2} + (E/e)^2 \frac{B \alpha^2}{(n+n')^2} + \dots \right];$$

hierin bedeutet E die Kernladung, N die Rydbergsche Konstante, α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, ferner

$$A = 1/2 (2a^2 + 2aa'' + aa' - 2b), \quad B = 9/16 \cdot a^2 - b.$$

Aus den Beobachtungen folgt, wie nach Sommerfelds Anwendung der speziellen Relativitätstheorie, $a = -2$ und $A = 1$; B (nach Sommerfeld $= 1/4$) ist numerisch mit hinreichender Exaktheit noch nicht bekannt. Nach Bohr und Kramers ist $a'' = a'$ und daher $a' = -3/4 - B$, $b = a' + 3$; der Verf. selbst hatte ursprünglich a'' gleich Null gesetzt. Für k erhält man numerisch $(E/e) \cdot 2,7 \cdot 10^{-13}$ cm, qualitativ in befriedigender Übereinstimmung mit den Rutherfordischen Ergebnissen über die Abweichungen vom Coulombschen Gesetze in großer Nähe der Atomkerne. A. SIEKAL.

W. Richardson. The Generalized Quantum Conditions. Phil. Mag. (6) **46**, 11–914, 1923, Nr. 275. Betrachtungen über die Quantenbahnen elektrischer Ladungen nach der allgemeinen Relativitätstheorie haben W. Wilson (Proc. Roy. Soc. (A) **102**, 78, 1922) zu folgender Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für mehrfach periodische Bewegungen geführt:

$$\int (p_s + e A_s) \cdot dq_s = n_s \cdot h \quad (s = 1, 2, 3, 4)$$

p_s, q_s Hamiltonsche Koordinaten und Impulse, e Ladung, A Vierer-Vektorpotential). Während die ersten drei Bedingungen ohne Schwierigkeiten z. B. den normalen Zeemaneffekt beim Wasserstoffatom abzuleiten gestatteten, habe der Verf. erst gesprächsweise von Wilson erfahren, daß die vierte der obigen Bedingungen auf die Form des Energiesatzes gebracht werden könne:

$$-\int (T + V) \cdot dt = n_4 \cdot h,$$

worin T die kinetische und V die potentielle Energie bedeutet. Der Verf. verifiziert dies am Planckschen Oszillator, wo die einzige, aus einer der drei ersten Bedingungen hervorgehende Quantenzahl n gleich $-n_4$ wird, ferner am Bohrschen Wasserstoffatom mit Kreisbahnen, wo $n_4 = +n/2$, also nicht ganzzahlig wird. Variiert das Kraftgesetz wie r^m anstatt wie r^{-2} im Coulombschen Falle, so ergibt sich $n_4 = -(m+3) \cdot n/2(m+1)$, also wiederum rational. Der Verf. ist geneigt, die bei den Bandenspektren auftretenden halben Quantenzahlen, ferner die rationalen Aufspaltungen beim anomalen Zeemaneffekt mit derartigen Verhältnissen in Verbindung zu bringen. Während in den drei ersten Quantenbedingungen jeweils über die Periode des zugehörigen q_s zu integrieren ist, weist der Verf. in einer Nachschrift auf diesbezügliche Schwierigkeiten bei der vierten Quantenbedingung hin. A. SMEKAL.

A. Sommerfeld und W. Heisenberg. Eine Bemerkung über relativistische Röntgendoublets und Linienschärfe. ZS. f. Phys. 10, 393—398, 1922, Nr. 6. Nach Bohr soll jede Quantenrechnung prinzipiell unzulässig sein, welche Glieder berücksichtigt, die kleiner sind als der vernachlässigte Energieverlust durch klassische Ausstrahlung. Die Verf. treten der Meinung entgegen, daß dies für die höheren Relativitätskorrekturen zutrifft, die in der Theorie der Röntgendoublets bei den schweren Atomen auftreten, und erweisen sowohl durch eine Überschlagsrechnung als numerisch die Berechtigung ihrer Auffassung. Ferner wenden sie den erwähnten Bohrschen Gesichtspunkt auf die Frage der Abklingungsdauer und Breite der Spektrallinien an, zu welcher die Wienschen Versuche über das Abklingen des Leuchtens der Kanalstrahlen experimentelles Material geliefert haben. Es gelingt, einen bis auf Zahlenfaktoren von der Größenordnung Eins genauen Ausdruck für eine durch derartige Ursachen bedingte Linienunschärfe bei wasserstoffähnlichen Atomen abzuleiten, welcher durch Grenzübergang zu großen Quantenzahlen an dem klassischen Ausdruck für die Linienbreite normiert wird, soweit letzterer lediglich vom Strahlungswiderstand herrührt:

$$\Delta\nu = \frac{16\pi}{15} \frac{e^2}{c^3 \cdot m} R^3 Z^4 \cdot \left(\frac{f_1}{k_1^5} - \frac{f_2}{k_2^5} \right)$$

(e , m Ladung und Masse des Elektrons, Z Kernladung, c Lichtgeschwindigkeit, R Rydbergsche Konstante, $f = \frac{1}{2} [3 - (k/n)^2]$, wobei n die Hauptquantenzahl, k die azimutale Quantenzahl bedeutet und die Indizes 1, 2 den Anfangs- und Endquantenzustand kennzeichnen). Für die Balmerlinien des Wasserstoffs wird $\Delta\nu$ merklich konstant, wie es auch von Wien für die Abklingungsdauern beobachtet worden ist. Dies muß nun auch allgemein innerhalb einer Serie erwartet werden, da $\Delta\nu$ wesentlich nur von k abhängt. In einer Schlußbemerkung wird der unbefriedigende Umstand besonders hervorgehoben, daß an Stelle der kausal bestimmten Abklingung das viel unbestimmtere Merkmal der Linienverbreiterung gesetzt werden mußte, welches nur als Folgeerscheinung mit jenem Prozeß verknüpft ist, und zwar nur durch die klassische Theorie.

A. SMEKAL.

G. Breit. Note on the width of spectral lines due to collisions and quantum theory. Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 244—248, 1923, Nr. 7. Der Verf. ist bemüht zu zeigen, daß eine endliche Breite der Spektrallinien in der Quantentheorie ebenso wie in der klassischen Theorie auch als Folge der Molekülzusammenstöße auftreten muß. Er stützt sich hierbei auf den von Bohr seinerzeit vertretenen Standpunkt, daß Atomsysteme, deren Bewegung nicht mehrfach-periodisch ist, überhaupt keiner scharfen Quantelung fähig sein sollen und betrachtet als idealisiertes Modell einer

durch Zusammenstöße gestörten Atombewegung ein seinerzeit von ihm und Ehrenfest untersuchtes, mechanisches System (vgl. diese Ber. 3, 1106, 1922). — Unabhängig von dieser Ursache einer endlichen Linienbreite wird nun noch nach der „echten“ Linienbreite eines isolierten Quantenatoms im Limes unbegrenzt abnehmender Energiedichte des äußeren Strahlungsfeldes gefragt. Nachdem der Verf. vermutet hat, daß die wahre Linienbreite in Absorption und Emission übereinstimmt, glaubt er im Gegensatz dazu aus den Einsteinschen Ansätzen für das Wärmegleichgewicht zwischen schwarzer Strahlung und Quantenatomen auf eine endliche Emissions- und eine verschwindende Absorptionslinienbreite schließen zu müssen. Wird für die Beurteilung dieser Frage andererseits ein mittlerer Zustand des Atomsystems gegenüber dem am Zustandekommen der Linie beteiligten Quantenzuständen für maßgebend angesehen, so folge nach einer auf die Fourier-Analyse der Strahlungswirkungen gegründeten Überlegung das Verschwinden beider Linienbreiten. Der Verf. sieht keine Möglichkeit der Entscheidung zwischen den beiden erwähnten Gesichtspunkten und meint, daß die von Sommerfeld und Heisenberg einerseits (siehe vorstehendes Referat), Green (Phys. Rev. April 1923) andererseits befolgte Methode zur Berechnung der Spektrallinienbreite nicht die hier definierte wahre Breite, sondern nur die einseitig betrachtete, durch Zusammenstöße bedingte, zu ermitteln gestatte (was offensichtlich auf einem Mißverständnis beruht. D. Ref.).

A. SMEKAL.

Franz Skaupy. Zum Problem des Atoms und der Strahlung. ZS. f. Phys. 12, 184—188, 1922, Nr. 3/4. Der Verf. kritisiert die Grundlagen der Bohrschen Atomtheorie. Daß sie nur isolierte Atome betrachte und die zwischenmolekularen Wirkungen vernachlässige, sei ein prinzipieller Mangel von ihr. Es sei denkbar, daß die Strahlungsfreiheit der Elektronen in den Quantenbahnen für das isolierte Atom gar nicht zutreffen würde und erst von den erwähnten Wechselwirkungen als statistisches und Interferenzphänomen bedingt würde. Die Stabilität der Atome sei dann nur an die Abwesenheit von Störungen einzelner Elektronenbahnen gebunden. Der Verf. wendet diese Ansichten dann auf den Vorgang der Lichtemission eines Gases, insbesondere auf das Auftreten von Fluoreszenzstrahlung an, ferner auf die lichtelektrische Wirkung. Bezüglich der elektrodynamischen Anschauungen des Verf. für das Atominnere und die damit verbundenen Vorstellungen von der Art der oben benötigten Elektronenbahnstörungen muß auf die Ausführungen des Verf. selbst verwiesen werden.

A. SMEKAL.

H. Breit. The interference of light and the quantum theory. Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 238—243, 1923, Nr. 7. Duane (vgl. diese Ber. S. 253—255) hat den Versuch gemacht, die der Quantentheorie bisher widerstrebenden Reflexions-, Interferenz- und Beugungserscheinungen durch die Annahme zu erklären, daß die Strahlung bei ihrer Wechselwirkung mit den materiellen Körpern auf letztere Linearimpulsquanten von ganz bestimmter Größe übertrage bzw. von ihnen aufnehme. Der Verf. sucht diese Theorie für die Interferenzvorgänge am Beugungsgitter so zu vertiefen, daß sie der gegenwärtigen Form der Quantentheorie möglichst angepaßt ist und die Berechtigung der Duaneschen Ansätze auch in dem praktisch allein in Betracht kommenden Falle erkennen läßt, daß man es mit von Null verschiedenen Intensitätsminimis an jenen Stellen zu tun hat, welche im Idealfalle eine vollständige Auslöschung aufweisen müßten. (Eine analoge Zurückführung der Duaneschen Überlegungen auf die gegenwärtige Form der Quantentheorie hinsichtlich aller übrigen von Duane behandelten Erscheinungen ist kürzlich von A. H. Compton, Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 359—362, 1923, gegeben worden. D. Ref.) Wird der Durchtritt eines

Lichtquants durch einen der Spalte eines unendlich ausgedehnten Gitters der Gitterdistanz a von einem in der Richtung der Gitterebene erfolgenden periodischen Vorgang begleitet, welcher auf das Quant den Linearimpuls p überträgt, so lautet die Quantenbedingung für den letzteren:

$$\int_0^a p \cdot dx = n \cdot h$$

(x -Richtung senkrecht zur Richtung der Gitterspalte) und fällt bei konstantem p mit dem Duaneschen Ansatz zusammen. Dieses Ergebnis ermöglicht die Anwendung des Korrespondenzprinzips, welches umgekehrt aus den experimentell bestimmten Intensitätsverhältnissen der Beugungsspektren verschiedener Ordnung Rückschlüsse auf die Natur des vorausgesetzten Bewegungsvorganges zu ziehen gestatten würde. Der Verf. behandelt hierauf den Fall einer endlichen Anzahl von gleichen, schmalen, parallelen und in der gleichen Ebene gelegenen Spalten und deutet an, wie auch die endliche Breite der Spalte selbst Berücksichtigung finden könnte. Zum Schluß werden die Beziehungen dieser Überlegungen zur klassischen Theorie besprochen und einige der ihnen entgegenstehenden Schwierigkeiten erörtert.

A. SMEKAL.

C. G. Darwin. The Wave Theory and the Quantum Theory. Nature **111**, 771—773, 1923, Nr. 2797. Der vorliegende Nature-Brief ist als Ergänzung und Berichtigung eines früheren (diese Ber. **4**, 1083, 1923) aufzufassen, über welchen bereits nach einer an anderer Stelle erschienenen ausführlicheren Darstellung berichtet worden ist (diese Ber. **4**, 788—789, 1923). Der Verf. erörtert zunächst ziemlich eingehend die verschiedenen Schwierigkeiten der klassischen und der Quantentheorie, welche ihn zu dem an der erwähnten Stelle veröffentlichten Versuch einer einigenden Quantentheorie der Dispersion veranlaßt haben. Vor die Wahl gestellt, für eine derartige Theorie Wellentheorie und Energiesatz beizubehalten oder zu verwerfen, entschließt er sich für die erstere und für eine nur statistische Gültigkeit des letzteren. Zu seiner eigenen Theorie übergehend, hebt er vor allem zwei Hauptschwierigkeiten hervor, die sich seit deren Publikation herausgestellt haben und ihn zu einer teilweisen Abänderung ihrer Grundannahmen gezwungen haben. Die Annahme, daß für jedes von einer ebenen Welle (elektrische Kraft E) getroffene Atom im n -ten Quantenzustande während dt eine Wahrscheinlichkeit $A_n(dE/dt) \cdot dt$ für die Aussendung einer „Standard“-Kugelwelle der Quantenfrequenz k_n mit der konstanten Amplitude a_n existiere, ist nämlich nach Bohr (ZS. f. Phys. **13**, 117—165, 1923) unverträglich mit dem beobachteten Auftreten der Dispersionerscheinungen auch bei sehr schwachen Belichtungen. Wie Darwin ferner selbst bemerkte, würde sie das unwahrscheinliche Ergebnis verlangen, daß die Intensität gestreuter γ -Strahlung proportional der Amplitude der erregenden Strahlung, anstatt der Primärintensität wäre, was durch Versuche, die auf seine Veranlassung von J. A. Gray hierzu eigens angestellt worden waren, experimentell widerlegt werden konnte. Beide Schwierigkeiten konnten jedoch behoben werden, wenn anstatt der Auslösung einer Standardwelle konstanter Amplitude, für die Amplitude $a_n(dE/dt)$, für die Wahrscheinlichkeit der Anregung hingegen einfach $A_n \cdot dt$ in Ansatz gebracht wurde. Die Ableitung der Dispersionsformel bleibt hiervon gänzlich unberührt, der frühere, verhältnismäßig enge Zusammenhang mit der klassischen Theorie hingegen geht verloren. Der Verf. betont, daß er imstande gewesen ist, auch alle übrigen Phänomene der gewöhnlichen Optik mittels seiner Theorie befriedigend wiederzugeben, abgesehen von gewissen Besonderheiten der Röntgenstrahlzerstreuung durch Kristalle. Als bisher unüberwindlich hat sich die Schwierigkeit herausgestellt, daß die Theorie im Gegensatz zur klassischen

und Quantentheorie keine befriedigende Rechenschaft von den Besonderheiten der Resonanzstrahlung zu geben vermag, indem sie im Gegensatz zur Erfahrung deren Anregung auch durch von ihr frequenzverschiedene Strahlung folgern müßte. A. SMEKAL.

Dolf Smekal. Zur Quantentheorie der Dispersion. *Naturwissenschaft.* **11**, 873 (1923), 1923, Nr. 43. Mit Bezugnahme auf den Darwinschen Versuch einer Quantentheorie der Dispersion (vgl. das vorstehende Referat und diese *Ber.* **4**, 788—789, 1923) wird hervorgehoben, daß vom Verf. seinerzeit bereits ähnliche Versuche unternommen worden waren, quantentheoretisch brauchbare Dispersionsformeln zu konstruieren, daß sich hierbei aber ebenso wie bei Darwin keine Möglichkeit zeigte, die Unverletzlichkeit eines stationären Energiegleichgewichts zwischen Strahlung und Materie sicherzustellen. Es wird zunächst die Benutzung der Wellentheorie überhaupt abgelehnt und dies mit der Unmöglichkeit begründet, mittels der Bohrschen Frequenzbedingung und des Korrespondenzprinzips auf eine Periodizität der elementaren Strahlungsvorgänge zu schließen; es wird betont, daß ein derartiger Schluß auch innerhalb der klassischen Theorie nicht möglich war, sondern dort umgekehrt von der vorausgesetzten Periodizität der Lichtvorgänge auf jene der Atom- bzw. Oszillatorbewegungen zurückgeschlossen worden ist. Aus der bekannten Einsteinschen Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes wird gefolgert, daß ein Dispersions-Energiegleichgewicht zwischen Strahlung und ruhenden Molekülen unmöglich ist und nur eine Mitberücksichtigung der Molekültranslation zu einer befriedigenden Dispersions-theorie führen könne. (Inzwischen ist von K. F. Herzfeld, *ZS. f. Phys.* **224**, gezeigt worden, daß man hierzu in erster Annäherung doch nicht genötigt ist, wenn man die neue Annahme der Existenz von sehr kurzlebigen Quantenzuständen der Moleküle zwischen deren normalen stationären Zuständen einführt. D. Ref.) Es wird darauf hingewiesen, daß das Auftreten des von Einstein gefolgerten gerichteten Strahlungsimpulses $h\nu/c$ bei jedem Emissions- bzw. Absorptionsvorgang eines Strahlungsquantums $h\nu$ nicht nur für Spektrallinienfrequenzen, sondern auch für ganz beliebige kontinuierliche Strahlung nachgewiesen werden könne. Auf diesen Umstand gestützt, werden „Translationsquantenübergänge“ der Moleküle eingeführt, bei welchen letztere einer mit ihnen in Wechselwirkung tretenden monochromatischen Strahlung, deren Frequenz ν von jener irgend einer Spektrallinie der Moleküle verschieden ist, Energie entziehen (bzw. an sie abgeben) können sollen. Der einem auffassenden Energiequant $h\nu$ entnommene (bzw. an es abgegebene) Energiebetrag, für dessen Größe innerhalb gewisser durch Energie- und Impulssatz gesteckter Grenzen ein Wahrscheinlichkeitsgesetz eingeführt wird, dient einerseits dazu, um das Molekül gegebenenfalls in einen höheren (bzw. niedrigeren) Quantenzustand zu befördern, andererseits um dessen Translationsenergie zu vergrößern (bzw. zu vermindern); der von $h\nu$ übrigbleibende Restbetrag an Strahlungsenergie $h\nu'$ wird, ebenfalls wieder nach Maßgabe von Energie- und Impulssatz, als monochromatische Strahlung von der Frequenz ν' „gestreut“, und zwar „normal“, wenn keine Änderung des Molekülquantenstandes mit dem Prozeß verbunden war, hingegen „anomal“, wenn eine solche Änderung stattgefunden hatte. Die Wahrscheinlichkeit derartiger „Translationsquantenübergänge“ hängt demnach von den beteiligten Paaren von Quantenzuständen, ferner von ν und ν' ab. Werden die reziproken Übergänge ebenfalls zugelassen, so ist das Energie- und Impuls-gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie auch hier allgemein gesichert. Aus dem nahen Zusammenhang zwischen Zerstreuung und Dispersion ergibt sich, daß in einer auf derartige Betrachtungen gegründeten Dispersionsformel die Spektrallinienfrequenzen der Moleküle auftreten müssen, wie es von der Erfahrung gefordert wird.

A. SMEKAL.

Frank C. Hoyt. The Relative Intensity of X-Ray Lines. Phil. Mag. (6) 46 135—145, 1923, Nr. 271, Juli. Der Verf. bespricht zunächst eingehendst die Aussagen welche das Korrespondenzprinzip hinsichtlich der Intensitätsverhältnisse der Spektrallinien zu machen imstande ist. Man findet, daß der Ausdruck für die Intensität einer Spektrallinie, abgesehen von universellen Zahlenfaktoren, proportional dem Amplitudenquadrat C^2 der der betrachteten Spektrallinie korrespondierenden Oberschwingung der Elektronenbewegung ist, ferner der vierten Potenz der Frequenz dieser Oberschwingung selbst. Da die Quantentheorie jede Spektrallinie nun mit einem Paar von Quantenzuständen in Verbindung bringt, muß nach Kramers (1919) eine geeignete Mittelbildung dieses Ausdrucks über alle nach der gewöhnlichen Mechanik möglichen Bahnen zwischen den beiden stationären Zuständen als Intensitätsmaß angesehen werden. Da über die Art dieser Mittelbildung bisher weiter nichts bekannt ist, will der Verf. eine Entscheidung darüber bei Röntgenlinien anbahnen, und zwar aus Modellgründen bei solchen, welche durch Übergänge zwischen regulären Energieniveaus zustande kommen. Hier sind die Intensitätsverhältnisse in Gegensatz zum optischen Gebiete mit Notwendigkeit unabhängig von der besonderen Art der Anregung, dafür liegt nur ein ganz spärliches experimentelles Material an Rhodium mit

$$K_{\alpha_1} : K_{\beta_1} : K_{\beta_2} = 1 : 0,29 : 0,05$$

vor, wobei die letzte Verhältniszahl sogar nicht viel mehr als die richtige Größenordnung kennzeichnet. Der Verf. betrachtet die drei genannten Linien nun als Übergänge $2_2 \rightarrow 1_1$, $3_3 \rightarrow 1_1$, $4_2 \rightarrow 1_1$ eines einzigen Elektrons in konstantem Kernfeld, benutzt für seine Rechnung den seinerzeit von Kramers für relativistische Kepler-Ellipsen berechneten Ausdruck für C , und berücksichtigt hinterher noch den Einfluß der Bohrschen Besetzungszahlen für die einzelnen in Betracht kommenden Elektronenuntergruppen des Rh auf das Ergebnis. Es werden sechs verschiedene Mittelungsarten probiert: Quadratmittel von C , Quadrat des Mittelwerts von C , logarithmisches Mittel von C , Quadratmittel von $C\omega^2$, Quadrat des Mittels von $C\omega^2$, endlich logarithmisches Mittel von $C^2\omega^4$. Das numerisch günstigste Ergebnis liefert das Quadrat des logarithmischen Mittelwerts von C , multipliziert mit der vierten Potenz der Spektrallinienfrequenz, nämlich $1:0,293:0,105$. Zum Schluß wird der Einfluß der benutzten Vereinfachungen erörtert und abgeschätzt, in welchem Maße die Intensitäten von K_{β_1} und K_{β_2} mit wachsender Kernladung gegenüber jener von K_{α_1} zunehmen müssen.

A. SMEKAL

J. H. Van Vleck. The normal Helium Atom and its relation to the Quantum Theory. Phil. Mag. (6) 44, 842—869, 1922, Nr. 263. Die Arbeit zerfällt in drei Teile, von denen der erste zunächst eine Übersicht über sämtliche bisher aufgestellten Modelle für das He-Atom und die Gründe ihres Versagens enthält. Der Verf. nimmt hierbei auch das, auf ein von Kemble (Phil. Mag. 42, 123, 1921) vorgeschlagenes Modell bezügliche, negative Ergebnis seiner Rechnungen vorweg und stellt fest, daß die Bohr-Sommerfeldsche Quantentheorie in ihrer gegenwärtigen Form dem He-Problem gegenüber vollständig zu versagen scheine. Er diskutiert verschiedene Vorschläge zur Abänderung der Quantenbedingungen, ferner eine Modifikation des Kraftgesetzes für die Wechselwirkungen von Elektronen untereinander, kommt aber zu keinerlei vollständig befriedigender Lösungsmöglichkeit. — Im zweiten Teil der Arbeit wird die Lösung des dynamischen Problems für das Kemblesche He-Modell entwickelt, bei welchem die Elektronen sich dauernd in axialsymmetrischen Positionen befinden. Da dieser Spezialfall des Dreikörperproblems nicht separierbar ist, wurden Zylinderkoordinaten R, Z, φ gewählt und die gegenseitigen Störungen der Elektronen in zwei

gestörten Ausgangskreisbahnen nach Potenzen des von der gegenseitigen Neigung 2θ der beiden Elektronenbahnebenen abhängigen Parameters $w = \cos^2 \theta$ entwickelt. Die Integration wurde bis einschließlich der Glieder siebenter Ordnung in w durchgeführt. Es ergab in dieser Näherung die allgemeinste Lösungsfamilie, für welche die Koordinaten R und Z rein periodische Funktionen der Zeit sind. Wegen der davon abhängigen Periodizität von φ werden die kartesischen x - und y -Koordinaten der beiden Elektronen daher doppelt periodisch, wie bei einem bedingt periodischen System. Für $w = 0$ geht die Lösung stetig in die komplanare Kreisbewegung der beiden Elektronen des alten Bohrschen He-Atommodells über. Der Verf. entwickelt hierauf sowohl die potentielle und die kinetische Energie nach Potenzen von w und prüft die Genauigkeit seiner Rechnung, indem er zeigt, daß die Koeffizienten der beiden Entwicklungen, abgesehen vom negativen Faktor 2 bei der potentiellen Energie, bis auf die vierte Dezimale miteinander übereinstimmen, wie es bei Benutzung des Coulomb'schen Gesetzes ja auch von vornherein geschlossen werden kann. — Im dritten Teil der Arbeit werden nun die Quantenbedingungen eingeführt, welche bei 1_1 -Bahnen $w = 0,7216$ die im Widerspruch mit der Erfahrung stehende Ionisierungsspannung 19 Volt für Doppelionisation und damit 20,7 Volt für Einfachionisation (gegenüber dem besten, damals noch unkorrigierten Wert $25,4 \pm 0,25$ Volt von Franck und Whipping) ergeben, deren Konsequenzen bereits im ersten Teil der Arbeit besprochen sind. Der Verf. erörtert hierauf die Beziehungen seines Ergebnisses zur Theorie der bedingt periodischen Systeme, zu den Sommerfeldschen und Schwarzschild'schen Quantenbedingungen, sowie zur Ehrenfest'schen Adiabatenhypothese. In einer Nachschrift weist der Verf. gegenüber Bohrs entgegengesetzter Meinung nochmals darauf hin, daß das von Bohr für brauchbar gehaltene Kemblesche Modell, wie bereits oben erwähnt, durch einen stetigen Übergang in das alte komplanare Bohrsche Modell übergeführt werden könne. Wenn das richtige Modell nach Bohr diese Eigenschaft nicht besitzen dürfe, so könne das obige Versagen des Modells auf diese Eigenschaft zurückgeführt und geschlossen werden, daß im Normalzustand des He-Atoms kreuzte axialsymmetrische Elektronenbahnen nicht vorhanden sein können. A. SMEKAL.

A. Kramers. Über das Modell des Heliumatoms. ZS. f. Phys. 13, 312—341, 1923, Nr. 5. Nach einleitender Besprechung des Kemble-Bohrschen He-Atommodells (vgl. vorstehendes Referat) erwähnt der Verf. seinen ursprünglichen Berechnungsversuch dieses Modells (1921) mit Vernachlässigung von kleinen Größen derselben Größenordnung, wie die dritte Potenz des Verhältnisses der störenden Kräfte der Elektronen aufeinander zur Kernanziehung. Die Energie des Modells wurde hierbei im Gegensatz zu Van Vleck nach fallenden Potenzen der Kernladung entwickelt; die gefundene Ionisierungsspannung stimmt aber mit jener nahezu vollständig überein, welche die wesentlich langwierigeren, sich im übrigen auf den gleichen Grad von Annäherung beschränkenden Rechnungen Van Vlecks ergaben. Da das erwähnte Kräfteverhältnis während der Bewegung des Modells zwischen $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{8}$ schwankt, schien die Möglichkeit eines Fehlers in der Energie von 6 Proz. nicht ausgeschlossen, also gerade jenes Fehlbetrages, um welchen sich die richtige Ionisierungsspannung (korrigiert 24,6 Volt) von dem bisher berechneten Annäherungswerte unterscheidet. Aus diesem Grunde sieht der Verf. das Van Vlecksche Ergebnis und dessen Methode nicht als geeignet an, um das Modell zu prüfen. Das numerische Ergebnis seiner eigenen, nachfolgenden, mit ungleich höherer Annäherung ausgeführten Rechnungen unterscheidet sich gleichwohl nur ganz unwesentlich von dem früheren und dem Van Vleckschen Ergebnisse, so daß das Versagen des Modells damit endgültig bestätigt erscheint. — Anschließend an diese Feststellungen wird die störungs-

theoretische Behandlung des Problems durch Entwicklung nach fallenden Potenzen der Kernladung und durch Benutzung einer Zerlegung der Hamiltonschen Funktion in einen separierbaren Anteil und eine entsprechende Störungsfunktion auseinander gesetzt. Die benutzte Methode ist bereits 1919 von Kramers auf den Fall einer schwachen elektrischen Beeinflussung der Wasserstofflinienfeinstruktur und unabhängig davon auch von Schrödinger (ZS. f. Phys. **11**, 172, 1922) angewendet worden; bezüglich aller Einzelheiten der Rechnung muß naturgemäß auf die Originalarbeiten verwiesen werden. Im Anschluß an die bis auf 0,02 Proz. angenäherte Bestimmung der Energie des Modells wird weiter eine Untersuchung seiner Stabilitätseigenschaften vorgenommen. Es zeigt sich, daß es dynamisch instabil ist gegenüber einer Phasenverschiebung der Elektronen und gegenüber jeder Störung, welche die Achsensymmetrie des Modells aufhebt. Der Verf. berechnet ferner den Einfluß eines schwachen, homogenen elektrischen Feldes auf das Modell und seine Dielektrizitätskonstante parallel und senkrecht zur Atomachse. Zum Schluß wird, zum Teil unter Mitwirkung von Bohr, die Bedeutung diskutiert, welche dem Versagen des Modells in energetischer Hinsicht, für die Quantentheorie von Atomen mit mehr als einer Elektron zuzuschreiben ist. An der Richtigkeit des Modells selbst wird festgehalten und die Gründe dafür aufgezählt, welche sich nicht auf Betrachtungen über das Heliumatom selber stützen; andererseits wird aber betont, daß die Unrichtigkeit des Modells keineswegs für gänzlich ausgeschlossen gelten kann. Als Hauptgrund für seinen bisherigen Mißerfolg wird das Versagen der „mechanischen“ Gesetze bei Atomen mit mehr als einem Elektron angesehen, ferner die Schwierigkeiten, welche sich einer konsequenten Anwendung des Adiabaten- und Korrespondenzprinzips auf irgend allgemeinen nicht mehrfach periodische Systeme entgegenstellen.

A. SMEKAL

Ralph de Laer Kronig. On the model of the helium atom. *Science* (N. S.) **58**, 537, 1923, Nr. 1513. Der Verf. bespricht den Mißerfolg der bisherigen quantentheoretischen Behandlung des He-Atommodells (vgl. vorstehendes Referat) und meint, daß dem durch Annahme ruckweisen, diskreten Energie- und Impulsaustausche zwischen den Elektronen abgeholfen werden müßte. Die Anwendung dieser Idee auf das He-Modell mit gekreuzten Elektronenbahnen habe einen nur um etwa 0,1 Proz. kleineren Wert als die gemessene Ionisierungsspannung ergeben; hierbei seien im wesentlichen die Kramersschen Annahmen über das Modell beibehalten worden. Der ruckweise Impulsaustausch sei an den Umkehrpunkten der Bewegung der Elektronen in ihrer Meridianebene angenommen und seine Größe aus einer nicht näher angegebenen Korrespondenzforderung zwischen diskontinuierlichem und klassischem Prozeß bestimmt worden.

A. SMEKAL

H. Bateman. On the Theory of Light-Quanta. *Phil. Mag.* (6) **46**, 977—991, 1923, Nr. 275. [S. 781.]

Louis de Broglie. Waves and Quanta. *Nature* **112**, 540, 1923, Nr. 2815. [S. 782.]

Louis de Broglie. Ondes et quanta. *C. R.* **177**, 507—510, 1923, Nr. 11. [S. 782.]

H. Bateman. Light-Quanta and Interference. *Nature* **112**, 239, 1923, Nr. 2807 [S. 781.]

H. Bateman. The Nature of Light-Quanta. *Nature* **111**, 567—568, 1923, Nr. 2791 [S. 781.]

H. S. Allen. Light and Electrons. *Nature* **112**, 279, 1923, Nr. 2808. [S. 781.]

Louis de Broglie. Quanta de lumière, diffraction et interférences. C. R. **177**, 58—550, 1923, Nr. 13. [S. 782.]

Paul D. Foote, A. E. Ruark and F. L. Mohler. The D_2 Zeeman pattern for resonance radiation. Journ. Opt. Soc. Amer. **7**, 415—418, 1923, Nr. 6. [S. 791.]

Pearse Jenkin. On the Structure of the Molecule. Nature **112**, 326, 1923, Nr. 2809. [S. 747.]

R. Milner. Does an Accelerated Electron necessarily radiate Energy in the Classical Theory? Phil. Mag. (6) **44**, 1052, 1922, Nr. 263. [S. 767.]

A. Schott. Does an Accelerated Electron necessarily radiate Energy in the Classical Theory? Phil. Mag. (6) **45**, 769—777, 1923, Nr. 268, April. [S. 767.]
SMEKAL.

N. Wall. Selection principle: A development based upon the Stokes-Thomson pulse theory. Phys. Rev. (2) **23**, 107, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Hinweis auf die elementare Ableitung des Rubinoviczschen Auswahlgesetzes durch Betrachtung eines klassisch strahlenden Ersatzelektrons. KOSSEL.

Gehrcke. Versuch einer physikalischen Grundlage der Atomstrahlung. S. f. Phys. **6**, 400—402, 1921, Nr. 5/6. Es wird die Frage nach der Gestalt der Elektrizitätsatome aufgeworfen. Meistens nimmt man an, daß die Elektronen und die Kerne Kugeln seien, oder doch kugelförmige Symmetrie haben. Wenn dies zutrifft, muß insbesondere das kugelförmige Elektron eine ungeheure Festigkeit haben, die selbst der Wirkung der starken elektrischen Kräfte des Atomkernes unüberwindlichen Widerstand entgegensetzen. Verf. nimmt dagegen an, daß das Elektron zu einem Ringe um den Atomkern als Mittelpunkt deformiert wird. Damit entfällt die bisherige Schwierigkeit, daß jedes um den Kern umlaufende Kugelelektron nach der Maxwell'schen Theorie strahlen sollte: ist das Elektron ein Ring um den Kern als Mittelpunkt, so fällt der Anlaß zu strahlen fort, denn der in sich selbst umlaufende Ring kann nicht strahlen. Aus dieser Vorstellung leitet der Verf. die Emission und Absorption von Spektrallinien ab, insbesondere auch die Balmer'sche Serie; es ist nur der eigenartige Bau des Gebers bzw. des Empfängers der elektromagnetischen Wellen, also des Atoms und des Äthers, der die Wellenstrahlung diskontinuierlich verlegt. ERNST LAU.

3. Mechanik.

E. Wright. On damped vibrations. Phil. Mag. (6) **44**, 1063, 1922, Nr. 263. Handschrift an den Herausgeber betr. Bemerkungen von H. S. Rowell (diese Ber. **4**, 7, 1923) über Dämpfung von Schwingungen durch konstante Reibung. Verf. weist darauf hin, daß das Problem bereits einwandfrei von Routh, Dynamics of a Particle (1898, 1905) veröffentlicht sei. Allgemein sei das Problem der Reibung proportional der Geschwindigkeit von J. Andrade, C. R. 5. Januar 1920 behandelt. LÜBCKE.

F. Jenkin and W. N. Thomas. Damped Vibrations. Phil. Mag. (6) **47**, 303—306, 1924, Nr. 278, Februar. Verff. stellen irreführende Angaben von H. S. Rowell (diese Ber. **4**, 7, 1923) über die Dämpfung von Schwingungen bei konstanter Reibung richtig. LÜBCKE.

H. Sieglerschmidt. Bestimmung der Längenänderung zugbelasteter Drähte beim „Biegerollenversuch“. ZS. f. techn. Phys. 5, 79—83, 1924, Nr. 3. Es wird über — bereits vor 15 Jahren von W. v. Moellendorff angestellte — Beobachtungen über das Verhalten von Drähten beim Biegen um Rollen kleinen Durchmessers berichtet. Die gefundenen starken Dehnungen sind darauf zurückzuführen, daß die neutrale Faser nach dem Eintreten bleibender Formänderungen nicht mit der Drahtachse zusammenfällt, sondern an der An- und Ablaufstelle eine Verschiebung nach dem gedrückten Teil des Drahtquerschnittes hin erleidet, wodurch die Längenänderung im gezogenen Querschnittsteil größer als in dem gedrückten wird. Die beobachtete erhebliche Reckung ist darauf zurückzuführen, daß die Dehnung nach einander an allen Stellen eintritt. — Zu den Versuchen wurde der Draht an einem Dynamometer aufgehängt, über zwei (unter verschiedenen Winkeln α zueinander einstellbare) Rollen vom Durchmesser D geführt und unten belastet; die Rollen wurden mit der Geschwindigkeit v abwärts bewegt. Untersucht wurden Drähte aus Weichkupfer von 1, 0,5 und 0,3, Weicheisen von 1, hartem Stahl von 0,3 und Phosphorbronze von 0,3 mm² Querschnitt. Die Weichkupferdrähte dehnten sich um so stärker, je kleiner D/d war (d der Drahtdurchmesser); die Biegerollendehnung ist hierbei hauptsächlich durch D bestimmt und für Zugspannungen jenseits der Fließgrenze angenähert unabhängig von der Belastung. Bei den anderen drei Drähten, bei welchen die Fließgrenze nicht erreicht wurde, war sie proportional der Zugbelastung (dasselbe gilt auch für die Kupferdrähte bei geringen Zugspannungen). Der Widerstand bei der Biegerollenreckung war für Kupfer und Eisen bei gleichem D und größeren Belastungen annähernd konstant; bei den (härteren) Stahl- und Phosphorbronzedrähten war er dagegen abhängig von D/d und von der Belastung (was wahrscheinlich durch die nicht satte Anlage bedingt ist). Die Streckgeschwindigkeit war zwischen 0,05 und 0,25 m/sec ohne merklichen Einfluß auf die bleibende Dehnung der Kupferdrähte. Erfolgt — bei höheren Belastungen — Fließen des Materials auf der ganzen Berührungslänge an der Rolle, so muß der Einfluß der Reibung berücksichtigt werden. Bei wiederholten Reckungen wurden bei den Drähten aus Weichkupfer und Weicheisen (von 1 mm² Querschnitt) bleibende Dehnungen von 152 bzw. 124 Proz. festgestellt. — In Vorbereitung sind Versuche über das Verhalten von Drähten bei größeren Rollendurchmessern im Dauerbetriebe.

BERNDT

Clarence A. Beckett. Definitions of Hardness. Machinery 30, 503—505, 1924, Nr. 7. Es werden kurz die verschiedenen Arten der Härteprüfung aufgezählt (Abnutzung, Ritzen, Rücksprung, Druckfestigkeit, Biegezahl, Eindruck) und auf den Einfluß der Zeit dabei hingewiesen. Darauf werden die von einer großen Reihe von Forschern gegebenen Definitionen der Härte aufgeführt.

BERNDT

H. Schottky. Die Härte von Eisen-Nickellegierungen. ZS. f. anorg. Chem. 133, 26—28, 1924, Nr. 1. Das nach Sauerwald (ZS. f. anorg. u. allgem. Chem. 131, 57, 1923) bei den Fe-Ni-Legierungen auftretende Härtemaximum bei 20 Proz. Ni war schon von Guillet beobachtet; bei derselben Zusammensetzung hat auch Dumas 1900 Maxima der Bruch- und der Elastizitätsgrenze gefunden. Unter Hinzunahme der Ergebnisse der metallographischen Forschung (Martensitbildung) folgt daraus die Richtigkeit der ersten der beiden von Sauerwald gegebenen Erklärungen, daß nämlich das Härtemaximum mit dem Bestehen von zwei Arten von festen Lösungen (α -Eisen + α -Nickel und γ -Eisen + α -Nickel) zusammenhängt.

BERNDT

G. B. Deodhar. Über die Änderungen des Torsionsmoduls eines Eureka Drahtes durch Ziehen. ZS. f. Phys. 21, 247—251, 1924, Nr. 4. Der Torsionsmodul

des Eureka Drahtes (Cu-Ni-Legierung) ändert sich durch Ziehen innerhalb gewisser Grenzen nach der Formel: $\eta = A \cdot e^{\beta R}$, mit $A = 5,13 \cdot 10^{11}$ und $\beta = 1,129$; im ersten Stadium des Ziehens verläuft die Änderung aber rascher. Die beobachtete Abnahme des Torsionsmoduls wird auf die Zerstörung der Kristallaggregate an der Oberfläche durch das Ziehen zurückgeführt; jene wurde metallographisch nachgewiesen.

BERNDT.

Paul Carstens. Kompressibilitätsmessungen an wässrigen Lösungen. Auszug Diss. Kiel, 3 S., 1924. Die Messungen wurden nach der Methode von Röntgen und Schneider mit deren Originalzylindern ausgeführt. Setzt man die Kompressibilität des Piezometerglases gleich $20 \cdot 10^{-7}$, die des Wassers gleich $491 \cdot 10^{-7}$ für je 1 Atm., so wurden folgende Werte K der Kompressibilität gleichfalls für je 1 Atm. gefunden. Proz. bedeutet die Konzentration, d das spezifische Gewicht der Lösung.

Proz.	d	$K \cdot 10^7$	Proz.	d	$K \cdot 10^7$	Proz.	d	$K \cdot 10^7$
NaOH (20°)			KOH (18°)			HCl (18°)		
0	0,9982	491	0	0,9986	491	0	0,9986	491
2,74	1,0298	434	3,71	1,0330	437	2,51	1,0111	479
5,66	0618	384	7,72	0697	387	5,38	0252	465
7,40	0810	358	10,21	0930	360	8,86	0427	451
10,11	1110	323	14,90	1380	314	15,19	0762	435
12,04	1323	300	20,90	1970	259	20,25	0997	427
16,66	1834	250	25,24	2405	232	28,71	1438	422
22,11	2434	207	30,74	2980	202	30,55	1550	421
27,85	3064	163	37,77	3750	164	36,85	1851	425
35,00	3811	144	44,70	4470	144			
			51,67	5300	107			
NH ₃ (20°)			HNO ₃ (20°)			CH ₃ COOH (18°)		
0	0,9982	491	0	0,9982	491	0	0,9986	491
5,05	9790	464	4,21	1,0209	482	9,20	1,0121	467
10,37	9584	448	8,84	0455	472	16,07	0217	460
15,34	9410	433	17,73	1018	447	28,16	0373	450
21,49	9208	423	31,74	1974	409	40,00	0502	465
24,33	9120	422	42,06	2679	394	52,57	0610	500
26,64	9050	420	45,82	2890	390	68,00	0697	572
30,71	8930	424	54,74	3482	396	81,10	0648	674
32,89	8870	427	63,29	3942	411	99,37	0537	913

Aus den Zahlen werden Schlüsse auf die Größe des Kollisionsvolumens in der van der Waalsschen Gleichung gezogen. SCHEEL.

William Schriever. The simple rigidity of a drawn tungsten wire at incandescent temperatures. Phys. Rev. 23, 255—265, 1924, Nr. 2. Es wird der Torsionsmodul eines gezogenen Wolframdrahtes von 0,252 mm Durchmesser für Temperaturen bis zu 2000° abs. aufwärts durch Verdrehen bestimmt. Fehlerquellen durch die Kühlwirkung der Stromzuführungen werden beseitigt, indem zwei verschieden lange Drähte gleichen Durchmessers in Reihe geschaltet und durch den gleichen Strom erhitzt werden, so daß ihre Mittelpartien sich auf gleicher Temperatur

befinden. Die Verdrehung, die magnetisch erfolgt, wird an einem dritten in Reihengeschalteten, frisch gezogenen, kalten Wolframdraht von 0,157 mm Durchmesser unter Benützung eines Torsionsmoduls $\eta = 14,34 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² gemessen. Die Drehwinkel werden mittels vier kleiner Spiegel an den Enden der drei Drähte abgelesen; die Ablesung muß innerhalb weniger Sekunden nach erfolgter Verdrehung vorgenommen werden, da bei höheren Temperaturen schon bei einem Drehwinkel von 0,1° pro Zentimeter die Elastizitätsgrenze überschritten ist. Die ganze Anordnung befindet sich im Vakuum. Bei drei aufeinanderfolgenden Meßreihen wächst der Torsionsmodul (auf gleiche Temperatur bezogen) ständig infolge des Kristallwachstums im Temperaturbereich oberhalb 1600° abs. In der dritten Meßreihe werden für den rekristallisierten Draht folgende Werte ermittelt: $\eta(300^\circ \text{ abs.}) = 21,7 \cdot 10^{11}$; $\eta(1030^\circ \text{ abs.}) = 21,0 \cdot 10^{11}$; $\eta(1980^\circ \text{ abs.}) = 3,4 \cdot 10^{11}$ dyn/cm².

A. GEHRTZ

Dreibholz. Untersuchungen binärer und ternärer Molybdänlegierungen. Forschungsarbeiten 10. ZS. f. phys. Chem. 108, 1—50, 1924, Nr. 1/2. [S. 755]

BERNDT

J. E. P. Wagstaff. The Application of Oscillating Valve Circuits to the Precise Measurements of Certain Physical Quantities. Phil. Mag. (6) 47, 66—84, 1924, Nr. 277, Januar. [S. 772.]

LÜBCKE

Richard von Dallwitz-Wegner. Eine neue einfache und universelle Schmierölprüfweise. Petroleum 19, 1247—1253, 1923, Nr. 35. Verf. vertritt die Ansicht, daß der Reibungswiderstand in einem geschmierten Lager unter anderem auch von der „Benetzungskraft“ zwischen dem Schmiermittel und den geschmierten Flächen erheblich beeinflußt wird. Bezeichnet α die Konstante der Oberflächenspannung des Öls gegen Luft und bildet das Öl mit dem zu untersuchenden Metall den Randwinkel θ , so ist die Benetzungskraft $\beta = \alpha \cos \theta$. Die Ermittlung von β erfolgt so, daß zunächst in einer Glaskapillare die Steighöhe h_1 des Öls bestimmt wird. Setzt man nun das Rohr, in dem das Öl bis zur Höhe h_1 stehen bleibt, auf eine ölfreie Stelle des Metalls, gegen das die Benetzungskraft ermittelt werden soll, so sinkt die Ölsäule um einen gewissen Betrag. Bringt man die Kapillare auf immer neue ölfreie Stellen des Metallblocks, so wird ein Gleichgewichtszustand erreicht, bei dem die Höhe h_2 der Flüssigkeitssäule nicht mehr abnimmt. Aus der Differenz $h_1 - h_2$ ist in einfacher Weise erchenbar. Der h_2 liefernde Gleichgewichtszustand kann stattdurch Aufsetzen auf immer neue ölfreie Stellen auch dadurch erreicht werden, daß sich in geringem Abstand parallel zur Oberfläche des Metallblocks — etwa auf Schraubchen ruhend — ein flacher Metallring befindet. Die Kapillare wird dann durch die Ringbohrung hindurch auf den Metallblock aufgesetzt, und der Raum zwischen Ring und Block füllt sich mit Öl, bis sich der Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Wählt man Ring und Block aus verschiedenen Metallen, den einen z. B. aus dem Lager-, den anderen aus dem Wellenmetall, hinsichtlich deren die Benetzungskraft des Öls festgestellt werden soll, so geht der Einfluß beider Metalle in die Messung ein. Die gesamte Apparatur ist zu einem technischen Meßgerät durchgebildet worden. Die Veröffentlichung von Meßergebnissen wird angekündigt.

R. VIEWEG

Arthur E. Hill. The mutual solubility of liquids. I. The mutual solubility of ethyl ether and water. II. The solubility of water in benzene. Journ. Amer. Chem. Soc. 45, 1143—1155, 1923, Nr. 5.

SCHEEL

Gerhard C. Schmidt und F. Durau. Über Adsorption (VI. Abh.). ZS. f. phys. Chem. 108, 128—150, 1924, Nr. 1/2. Die Untersuchung wurde unternommen, um 1. eine

Methode auszuarbeiten, um die Oberfläche eines Adsorbens festzustellen und 2. die Anzahl der Schichten, welche sich bei der Adsorption auf dieses Adsorbens niederschlagen, zu bestimmen. Als Methode wurde die von v. Wartenberg und Wolff angegebene benutzt, die im folgenden besteht. Es wird die Gewichtsabnahme von Glasplatten, deren Dimensionen geometrisch ausgemessen werden, in einer Lösung von $\text{Na}_2\text{CO}_3 + \text{NaOH}$ bestimmt; darauf wird das Glas pulverisiert und unter genau den gleichen Versuchsbedingungen wieder der Gewichtsverlust ermittelt. Gilt die Gleichung $\frac{a}{O} = \frac{b}{x}$, wo a den Gewichtsverlust der Platten und O deren Oberfläche, b den Gewichtsverlust des Pulvers und x dessen Oberfläche bedeuten, so ergibt sich die Unbekannte x aus den drei übrigen Größen. Es zeigte sich, daß die meisten untersuchten Gläser ungeeignet waren, da die Lösung unregelmäßig erfolgte, z. B. nicht proportional der Zeit zunahm. Ein bestimmtes Fensterglas erwies sich als brauchbar und es wurden mit diesem die in Betracht kommenden Verhältnisse untersucht, nämlich, ob die einzelnen Platten sich alle gleich und proportional der Zeit lösten, Einfluß der Konzentration, der Rührgeschwindigkeit und der Temperatur. Darauf wurde das Glas pulverisiert, und nachdem gezeigt war, daß die verschiedenen Pulvergrößen sich genau wie die Platten verhielten, die Oberflächen bestimmt. Im zweiten Teil wird die Adsorption von Methylviolett und Diamantfuchsin gemessen und gefunden, daß, wenn wir diesen Molekülen Kugelgestalt zuschreiben, im Sättigungszustand zwei Schichten sich auf das Adsorbens niederschlagen; bei anderen Annahmen über die Gestalt des Moleküls erhält man eine oder mehr als zwei Schichten. Gegen die Berechnungsweise der Anzahl der Schichten auch seitens Paneth und Vorwerk, die eine einmolekulare Schicht fanden, wird das Bedenken erhoben, daß der Rechnung stets die Dichte des festen Kristallgitters zugrunde gelegt wird, während die Dichte der molekularen Schicht eine ganz andere sein kann. Unter diesen Umständen läßt sich aus allen bisher ausgeführten Bestimmungen nur entnehmen, daß die Zahl der adsorbierten Schichten jedenfalls klein ist.

Autoreferat.

Thas. T. Knipp and W. B. Worsham. An experimental study of the relation of the density of a gas to pitch. Phys. Rev. (2) 23, 115, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird eine neue schwingende Röhre zu den Versuchen benutzt. Nach der Laplaceschen Theorie der Schallfortpflanzung ist die Geschwindigkeit einer Schallwelle gegeben durch den Ausdruck: $v = N \lambda t = \sqrt{\kappa R T}$, wo N die Frequenz, λ die Länge der schwingenden Säule, t die Konstante 1,41, R die Gas-Konstante und T die absolute Temperatur ist. Durch Beobachtungen an zwei Gasen in derselben Röhre erhalten wir $N_1/N_2 = \sqrt{R_1/R_2} = \sqrt{\delta_1/\delta_2}$, wo δ die Dichte ist. Das Normalgas (in diesem Falle Luft) und das zu untersuchende Gas wurden in die schwingende Röhre abwechselnd durch eine kleine Quecksilberöhre eingeführt. Die Frequenzen wurden an einem Normaltonvariator abgelesen. Die folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse für einige der untersuchten Gase:

Gas	Dichte	$N_{(\text{ber})}$	$N_{(\text{beob.})}$
Luft	1,0000	195	195
NH_3	0,5962	253	252
CO_2	1,5290	160	162
H_2	0,0695	740	738
Cl_2	2,4900	124	125

LÜBCKE.

Paul E. Sabine. Experiments with the pin-hole resonator. Phys. Rev. (2) **23**, 116, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Barus (diese Ber. **4**, 388, 1923) entdeckte, daß ein empfindliches Manometer eine statische Druckdifferenz anzeigt, wenn der eine Arm des Manometers mit einer Stecknadel großen Öffnung versehen ist und dies Stecknadelloch im Druckbauch der stationären Welle steht. Es wurden Versuche gemacht, auf diese Weise die wechselnde Druckverteilung in dem System stehender Wellen innerhalb eines großen, rechteckigen, leeren Zimmers zu bestimmen. Das Stecknadelloch war das geschlossene Ende eines Zylinderresonators. Die leicht meßbaren Druckdifferenzen hingen von einer großen Zahl von Faktoren dem Sinne und der Größe nach ab. Messungen wurden durchgeführt in Abhängigkeit vom Durchmesser des Stecknadelloches, der Resonatorabstimmung, den akustischen Bedingungen im Raum bei ungeändertem Sender und Empfänger und der Stellung von Sender und Resonator bei ungeänderten äußeren Bedingungen. Die Ergebnisse sind zu kompliziert, um sie kurz wiederzugeben. So viel läßt sich sagen, daß Wirbelbewegungen auftreten wie bei Schwingungen großer Amplitude in Medien mit innerer Reibung. Weiter bilden die Orgelpfeife als Sender, der Resonator und der Raum selbst ein gekoppeltes System, dessen Teile sich gegenseitig beeinflussen, und zwar so verwickelt, daß eine Analysis auf diese Methode nicht möglich ist. LÜBCKE.

Orin Tugman. Some characteristics of a hot wire sound detector. Phys. Rev. (2) **23**, 116—117, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) „Ein Streifen Platinfolie ist parallel zu einem Schlitz horizontal über einer mit Haarfilz ausgefütterten Kammer ausgespannt. Man will so einen Schalldetektor ohne Resonanzeigenschaften gewinnen. Der Widerstand des Heizdrahtes wird über einem Potentiometer gemessen. Er nimmt durch Auffallen von Schallwellen zu, wenn der Draht unter dem Schlitz steht. Ist der Streifen in der Schlitzebene oder darüber, wird der Widerstand durch Schall vermindert. Ein an dem Apparat befestigtes Manometer zeigt eine Druckzunahme in der Kammer infolge des Schalles, wenn der Streifen geheizt wird. Dies bedeutet, daß Schallimpulse durch den Schlitz leichter in einer dem Luftkonvektionsstrom entgegengesetzten Richtung eindringen als mit dem Strom. Der Platindraht wird durch den Konvektionsstrom stärker erwärmt, wenn er unter dem Schlitz steht und wird durch die Schallimpulse durch den Schlitz gekühlt, wenn der Draht im Schlitz oder darüber liegt.“ LÜBCKE.

Otto Lohaus. Der Kondensator als Unterwasserschallempfänger. Jahrb. Math.-naturw. Fakultät Göttingen 1923, S. 36. „Die Wirkungsweise des Kondensators als Unterwasserschallempfänger wird theoretisch geklärt und die Theorie durch Versuche bestätigt, so daß nunmehr die Grundlagen für die praktisch günstigste Konstruktion dieses Apparates gegeben sind.“ SCHEEL.

Roscoe Conkling Young. Binaural vs. monaural sensibility of the human ear to small differences in frequency. Phys. Rev. (2) **23**, 117, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Unterschiedsschwelle für Tonhöhen wurde unter Variation der Frequenz von 64 bis 8000 v. d., der Lautstärke vom 4- bis 4900 fachen der Schwellenamplitude geprüft. Die relative V -Schwelle ist für das rechte und linke Einzelohr gleich, beidohrig aber niedriger als einohrig. v. HORNBOSTEL.

Harvey Fletcher. Some further experiments on the pitch of musical tones. Phys. Rev. (2) **23**, 117—118, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit 10 auf $100 \times n$ ($n = 1$ bis 10) v. d. abgestimmten Röhrensendern wurden Telephonklänge zusammengesetzt. Je drei oder mehr Frequenzen von gleicher Differenz ergeben einen

einheitlichen Klang von der Höhe des gemeinsamen Frequenzunterschieds, wenn die Teilfrequenzen (ganzzahlige) Vielfache dieser Differenz sind. Ist dies nicht der Fall (z. B. bei 1:4:7:10), so hört man einen nichtmusikalischen Klang von unbestimmter Höhe. Bei zwei benachbarten Frequenzen (100 und 200 usw.) allein wurden die Teiltöne und der Differenzton getrennt gehört.

V. HORNBOSTEL.

E. D. Williamson and Fr. H. Adams. Density distribution in the Earth. Journ. Washington Acad. **13**, 413—428, 1923, Nr. 19. Unter Benutzung (leider etwas veralteter) durch seismologische Untersuchungen gewonnener Werte der Geschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Erdbebenwellen in den verschiedenen Tiefen werden neue Berechnungen der Dichte angestellt. Hierbei wird sehr richtig berücksichtigt, daß in den einzelnen Schichten die Dichte nicht konstant sein kann, sondern entsprechend ihrer Kompressibilität mit der Tiefe kontinuierlich zunehmen muß, auch wenn das Material sich nicht ändert. Das gilt besonders für den von 60 bis 1600 km (besser 1200) Tiefe reichenden Mantel (hier basic layer genannt), wo die Dichte von 3,35 auf 4,35 zunehmen soll. Auch in der Oberflächenschicht (bis zu 60 km) wird ebenfalls eine allmähliche Zunahme von 2,7 auf 3,3 angenommen. Für die Zwischenschicht von 1600 bis etwa 3000 km nehmen die Verf. eine mit Annäherung an das Zentrum zunehmende Durchsetzung mit Eisen an, so daß sie allmählich in den Nickeleisenkern übergehen soll. Das widerspricht insofern den seismologischen Ergebnissen, als ein scharfer Geschwindigkeitssprung in 3000 km sicher vorhanden ist. In der Zwischenschicht (pallasite layer genannt) wird die Dichte von 3,35 bis 9,5, im Kern noch infolge Kompression auf 10,7 zunehmend, angenommen. Auf die gute Übereinstimmung mit der Arbeit von B. Gutenberg (Phys. ZS. **24**, 296—299, 1923) wird in einer Schlußnote hingewiesen.

LINKE.

C. G. S. Sandberg. Geodynamische Probleme. I. Isostasie und die ursächliche Einheit von Gebirgsbildung und Vulkanismus. Mit 17 Textabbildungen und 5 Tafeln. 69 S. Berlin, Verlag von Gebr. Borntraeger, 1924. Der Verf. nimmt an, daß durch ungleichmäßige Abkühlung sich Schollen der Erdkruste von verschiedener Dicke bilden, deren Oberflächen Niveaudifferenzen aufweisen. Wo die verfestigten Schollen am dicksten sind, liegt nach Ansicht des Verf. die Oberfläche am tiefsten und bedingt dadurch Einsenkungen, Ur-Geosynklinalen. An der Grenze verschiedener dicker Schollen treten Spannungs- und Zerrungskräfte auf. Denudation und Sedimentation bedingen weitere Veränderungen der Dicke verschiedener Schalteile und stören Isostasie und Wärme Gleichgewicht. Beim Versinken der Sedimente in die Tiefe wird das in ihnen eingeschlossene Wasser erhitzt; es bedingt durch seine Dampfspannung vulkanische Ausbrüche, die nach Ansicht des Verf. mit der Gebirgsbildung kausal zusammenhängen. Der Verf. macht Experimente mit einer plastischen Asphalt-schicht als Erdkruste, die in einem Gefäß auf einer Flüssigkeit schwimmt. Durch Steigen und Fallen der Flüssigkeit wird die plastische Schicht verschoben, gefaltet, zum Teil auch überschoben.

KOENIGSBERGER.

E. Altenkirch. Beiträge zur Theorie von Pumpen und Kompressoren. ZS. f. techn. Phys. **5**, 44—52, 1924, Nr. 2. Der Vorgang des Ansaugens der Luft aus Räumen, in die Flüssigkeit nachdringen kann, läßt sich bei verhältnismäßig großen Kolbenpumpen unter Berücksichtigung des schädlichen Raumes leicht graphisch verfolgen. Die Evakuationsgeschwindigkeit wächst mit dem Vakuum bis zu einer bestimmten Größe des schädlichen Raumes; bei dieser ist sie linear, darüber hinaus nimmt sie ab. Bei im Verhältnis zum Saugraum kleinem Hubvolumen der Pumpe

erhält man eine analytisch bequeme Lösung, die zu demselben Ergebnis führt, wobei bei der die lineare Evakuationsgeschwindigkeit bestimmende schädliche Raum noch größer ist.

ALTENKIRCH.

R. Vieweg. Über ein neues physikalisches Verfahren zur Bestimmung der Bewegung einer Welle im Lager. Arch. f. Elektrot. **12**, 376—378, 1923, Nr. 4. Die Verlagerung eines umlaufenden Wellenzapfens im Lager wird untersucht durch Beobachtung der Beugungs-Interferenzstreifen, die auftreten, wenn die Welle tangential mit parallelem Licht beleuchtet wird. Zur gleichzeitigen Ermittlung beider Koordinaten der Verlagerung sind zwei zueinander senkrechte Mikroskope angebracht; der Strahlengang des einen wird durch ein Prisma so umgelenkt, daß das von ihm erzeugte Beugungsstreifensystem ebenfalls in der Bildebene des anderen Mikroskops entsteht. Jede radiale Verlagerung der Welle macht sich durch eine Verschiebung eines der beiden oder beider Streifensysteme bemerkbar und kann mit dem Okularmikrometer mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 1\mu$ gemessen werden. Das Verfahren ist für beliebige Lager und beliebige Zustände, z. B. auch für die Untersuchung von An- und Auslaufvorgängen, anwendbar. (Ausführliche Abhandlung: Petroleum **18**, 1405—1412, 1922.)

R. VIEWEG.

F. Schröter und R. Vieweg. Über die Verwendung der Glimmlampe zu Drehzahl- und Schlüpfungsmessungen. Arch. f. Elektrot. **12**, 358—360, 1923, Nr. 4. An Stelle des Wechselstrombogenlichts läßt sich mit Vorteil für stroboskopische Drehzahl- und Schlüpfungsbestimmungen eine mit Wechselstrom gespeiste Glimmlampe verwenden. Bei Betrieb der Lampe mit Gleichstrom ist es möglich, Pulsationen des Aufleuchtens dadurch zu erzeugen, daß parallel zu der Lampe, der ein hoher Widerstand vorgeschaltet ist, ein Kondensator liegt. Durch Veränderung von Widerstand, Kapazität und gegebener Spannung kann die Blinkfrequenz der Lampe erheblich variiert und so auch der Bereich möglicher Drehzahl- und Schlüpfungsbestimmungen erweitert werden.

R. VIEWEG.

Proposed Standard Nomenclature for Gearing. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 801—802, 1924, Nr. 22. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe **59**, 801, 1923; vgl. diese Ber., S. 225.

BERNDT.

Franklin L. Hunt. Aeronautic instruments. Techn. Pap. Bur. Stand. **17**, 447—511, 1923, Nr. 237. Vgl. die gleichlautende Arbeit Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 744—811, 1922, Nr. 7; diese Ber. **4**, 1096, 1923.

W. MEISSNER.

Harald Koschmieder, in Gemeinschaft mit **P. Dubois** und **Wg. Kämpfert**. Die Arbeiten des Meßtrupps während des Rhönsegelflug-Wettbewerbs 1923. ZS. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt **15**, 3—8, 1924, Heft 1/2. Im Gegensatz zu den Vorjahren wurden 1923 die Flugbahnen zeit-räumlich fixiert und zur Ermittlung des Stromfeldes benutzt. I. Die Flugbahnen wurden in folgender Weise aufgenommen: Mit Theodolit und Entfernungsmesser wurde das Flugzeug ständig verfolgt und auf ein Zeichen von seiten des Mannes am Entfernungsmesser beide Instrumente sowie die dazugehörige Zeit abgelesen. Hieraus läßt sich leicht die Projektion der Flugbahn auf die Horizontalebene konstruieren. Es sind fünf der interessantesten Bahnen reproduziert. II. Zur Ermittlung der vertikalen Windgeschwindigkeit mußte zunächst eine Methode entwickelt werden, die das „Drücken“ und „Ziehen“ des Flugzeugführers eliminiert. Drücken und Ziehen macht sich durch Vermehrung bzw. Verminderung der Flugzeuggeschwindigkeit kenntlich und die Flugzeuggeschwindigkeit ist aus den Daten I ermittelbar. Die etwas umständliche Aus-

wertungsmethode erwies sich als notwendig, weil Steig- und Fallgebiete der Flugzeuge gar nicht übereinstimmten mit den Gebieten, in denen nach dem Geländeanstieg starker bzw. schwacher Aufwind zu erwarten war. Ein Flug von 54 Minuten Dauer mit 85 eingeschnittenen Punkten wurde nach der entwickelten Formel ausgewertet, wobei sich als wesentliches Resultat ergab, daß in diesem Falle dort die Aufwindgeschwindigkeiten am größten sind, wo nach der Geländeform eine Zusammendrängung der Stromlinien zu erwarten war. Schließlich wurde noch die Aufwindgeschwindigkeit als Funktion der Höhe des Flugzeuges über dem Erdboden ermittelt. Es ergab sich für dasselbe Beispiel

in der Höhenschicht über

dem Erdboden	1-50	51-100	101-150	151-200	201-250	251-300	301-350
aus einer Zahl der Fälle (2)		6	16	19	13	11	13
die Aufwindgeschwindigkeit m/s	(1,0)	0,7	0,8	1,2	1,2	1,2	0,9
						KOSCHMIEDER.	

4. Aufbau der Materie.

G. Nordström. Über die kanonischen Bewegungsgleichungen des Elektrons in einem beliebigen elektromagnetischen Felde. Comm. Fenn. **1**, Nr. 43, 6 S., 1923. [S. 767.]

S. R. Milner. Does an Accelerated Electron necessarily radiate Energy on the Classical Theory? Phil. Mag. (6) **44**, 1052, 1922, Nr. 263. [S. 767.]

G. A. Schott. Does an Accelerated Electron necessarily radiate Energy on the Classical Theory? Phil. Mag. (6) **45**, 769—777, 1923, Nr. 268, April. [S. 767.]

E. S. Allen. Light and Electrons. Nature **112**, 279, 1923, Nr. 2808. [S. 781.]

H. Bateman. The Nature of Light-Quanta. Nature **111**, 567—568, 1923, Nr. 2791. [S. 781.]

H. Bateman. Light-Quanta and Interference. Nature **112**, 239, 1923, Nr. 2807. [S. 781.]

SMEKAL.

Alfred Stock. Das Atom. Strahlentherapie **16**, 845—853, 1924, Nr. 6. Vortrag, gehalten in der 10. Mitgliederversammlung der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften am 4. Dezember 1923.

Otto Hahn. Atomumwandlung und Elementenforschung. Strahlentherapie **16**, 854—872, 1924, Nr. 6. Vortrag, gehalten am 12. Januar 1924 in der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften.

A. Sommerfeld. Die Erforschung des Atoms. Strahlentherapie **16**, 873—882, 1924, Nr. 6. Vortrag, gehalten am 16. Februar 1924 auf Einladung der Preussischen Akademie der Wissenschaften.

Ernest Rutherford. Die elektrische Struktur der Materie. Strahlentherapie **16**, 883—912, 1924, Nr. 6. Vortrag, gehalten in der British Association for the advancement of Science in Liverpool 1923. Übersetzt von Gustav Wittigschlager. SCHEEL.

Max Born. Atomtheorie des festen Zustandes (Dynamik der Kristallgitter). 2. Aufl. Fortschr. d. math. Wiss. in Monogr. (herausgeg. von Otto Blumenthal), Heft 4, VI S. u. S. 527—769, Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1923. Der vorliegende Sonderdruck aus der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften, im Untertitel als zweite Auflage des Bornschen Werkes von 1915 gekennzeichnet, ist gegen dieses gründlich erweitert und verändert. I. Statik enthält gleichzeitig eine knappe Einführung in die Grundbegriffe und Bezeichnungsweise, behandelnd mechanische Verzerrung, Wirkung elektrostatischer Felder und die Wechselwirkungen beider (Elektrostriktion, Piezoelektrizität). II. Dynamik behandelt in systematischem Aufbau freie Schwingungen, Welle, erzwungene Schwingungen, Verteilungsgesetz der Eigenschwingungen. III. Optik die über die ältere Kristalloptik hinausgehenden Leistungen der Gittertheorie, insbesondere die Beziehungen der Eigenfrequenzen zu anderen Kristalleigenschaften. IV. Thermodynamik bringt analog nach einleitenden Abschnitten über Hauptsätze der Erfahrung und klassische Behandlung die Quantenstatistik der ungeordneten Bewegungen in Gittern bis zum Verdampfen und Schmelzen. V. Elektromagnetische Gitterpotentiale: elektrostatische Kohäsion der heteropolaren Gitter, die elektrostatische Theorie der homöopolaren Bindung und als Abschluß die Behandlung rascher elektromagnetischer Störungen, insbesondere das durch die Arbeiten von Ewald gekennzeichnete Gebiet. — Durch die umfassende Darstellung der Fortschritte, die das ganze Gebiet in der Zwischenzeit gemacht hat, ist praktisch ein ganz neues Buch entstanden, — aus einer Sammlung abstrakter Vorarbeit die Monographie eines vielbearbeiteten Gebietes.

KOSSEL.

P. L. Kapitza and N. N. Ssemenoff. On the possibility of an experimental determination of the magnetic moment of an atom. Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. **50**, 159—160, 1922, Nr. 4/6. Vorschlag, das magnetische Moment von Atomen durch Ablenkung eines Dampfstrahles zu messen; Nachrechnung, daß (räumlich ungeordnete) Momente von wenigen Magnetonen und erreichbare Feldgradienten nachweisbare Wirkungen geben; Hinweis, daß ebenso elektrische Molekülmomente bestimmt werden könnten.

KOSSEL.

B. Cabrera. Die Weissischen und die Bohrschen Magnetonen und die Konstitution des Atoms. Anales soc. espanola Fis. Quim. **21**, 505—526, 1923. Sommerfeld und andere Forscher schätzen bei ihren Überlegungen über die Gültigkeit des Quantengesetzes für die magnetischen Momente die Genauigkeit der magnetischen Messungen an Metallsalzen zu niedrig ein und finden dadurch eine genügende Übereinstimmung zwischen Theorie und Befund; auch darf man nicht die Werte für verschieden konstituierte Komplexe ohne weiteres miteinander vergleichen, da die magnetische Konstante gegen solche Verschiedenheiten besonders empfindlich ist. Aus den Theorien von Sommerfeld und Pauli folgt mit den besten Werten für die Atomkonstanten das Verhältnis zwischen Weissischem und Bohrschem Magneton zu 4,955. Die nach den genannten Theorien berechneten magnetischen Momente werden mit den beobachteten $\sqrt{3RC_M}:\mu_W$, wo C_M die Curiesche Konstante, μ_W das Weissische Magneton ist, verglichen. Die nach Pauli oder Sommerfeld berechneten und die experimentell gefundenen Werte für die Zahl der Magnetonen geben nur dann einen Sinn, wenn sie ganzzahlig sind. Nur für Cr^{++} , Cr^+ , Fe^{++} , Mn^{++} und Co^{++} mit 24 Magnetonen stimmen Beobachtung und Berechnung genügend überein, falls man bei den magnetischen Messungen 2 Proz. Fehler zuläßt. Der Wert für Co^{++} ist aber unsicher; aus Lösungen von Cu^{++} , Co^{++} , Fe^{++} ergeben sich schwankende, mit keiner Theorie übereinstimmende Werte; für Ni^{++} folgen aus gut übereinstimmenden Daten

von sechs Forschern 16 Magnetonen, während die genannten Theorien Werte zwischen 13,57 und 19,19 verlangen; für O_2 folgen aus den Messungen mit großer Sicherheit 14 Magnetonen, während der theoretische Wert 0,7 Proz. höher ist als der höchste beobachtete. Setzt man vollkommen freie Orientierung der Atome voraus, so fordert die Theorie 10 statt der gefundenen 14. Auch für andere Metalle als solche der Eisengruppe ergeben sich mit der Theorie gänzlich unvereinbare Zahlen. Verf. betrachtet daher auch fürderhin das Weiss'sche Magneton als eine empirische Einheit des magnetischen Moments pro Atom, von der man den theoretischen Sinn noch nicht kennt. Die Langevin'schen Formeln sind rein empirisch und bedürfen noch der theoretischen Interpretation. Auch die neuen Anschauungen von Ehrenfest, daß die für den Paramagnetismus verantwortlichen Elektronen unter Umständen den Sinn ihrer Bewegungen umkehren können, stellen noch nicht die definitive Erklärung dar, wenn sie auch die freie Orientierung der Atommomente im festen Zustande und in scheinbar starren Komplexen verstehen lassen. Voraussichtlich kann nur das ganze System von Elektronen gleichzeitig den Bewegungssinn umkehren. — Verf. macht für den Magnetismus in der Eisengruppe neuerdings hauptsächlich die Elektronengruppe M_{IV-V} verantwortlich; die Einzelheiten der Diskussion entziehen sich einer kurzen Wiedergabe. Die neue Annahme erklärt das so verschiedene Verhalten der Co- und der Cr-Komplexe. Für einzelne zentrale Atome wie Mn und Fe stimmen die spektralen und die magnetischen Eigenschaften gut überein, wenn man mit Sommerfeld annimmt, daß die Achse von einem der sieben bzw. zwei der neun Magnetonen die entgegengesetzte Orientierung hat wie die anderen. Beim Cr, Sc, Ti und V kommt man ohne diese Annahmen aus. Die bei der Ionisierung verschwindenden Elektronen entsprechen den entgegengesetzt orientierten im neutralen Molekül, doch müssen erst die Spektren von Co und Ni dechiffriert sein, ehe man über die Wahrscheinlichkeit der Annahmen entscheiden kann. — Nur auf dem aufsteigenden Aste der Kurve für die magnetischen Momente (fast eine Gerade, deren Anstieg dem Bohrschen Magneton entspricht) stimmen Theorie und Befund leidlich überein. Der Vergleich der magnetischen Momente von Gasen, Kationen und festen Metallen setzt das Fortbestehen der Elektronenfiguration voraus, die für die äußerste Elektronenschicht zweifelhaft ist. Verf. betrachtet das magnetische Moment, das sich in Unregelmäßigkeiten der Spektren von elementaren Dämpfen zeigt, als von den paramagnetischen Eigenschaften gewisser Gruppen von Elementen verschieden. *W. A. ROTH.

G. E. Gibson. Some consequences of the relativity theory of electronic orbits. Phys. Rev. (2) 22, 203, 1923, Nr. 2. Kurze Voranzeige. Aus Sommerfelds Theorie der relativistischen Bahnen wird geschlossen: 1. Die obere Grenze für Strahlungsfrequenzen aus Übergängen ist $m_0 c^2/h$, wenn Bahnen, die in den Kern führen, ausgeschlossen werden. 2. Die höchste Ordnungszahl, für die K -Bahnen, die nicht in den Kern führen, bestehen können, ist $Z = 136$. Da nämlich die azimutale Quantenzahl $n = 1$, muß Z kleiner sein als $z = 1/\alpha$. Für $1/\alpha$ erhält man mit $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$ ESE und $(e/m_0) = 1,773 \cdot 10^7$ den ganzzahligen Wert 137,0. 3. $Z = 136$ entspricht, da nach chemischer Erfahrung die Periode mit 2×4^2 Elementen sich nicht wiederholt, also in der nächsten 2×5^2 zu erwarten sind, dem siebenten Edelgas (nach Bohrs Systematik 118. Ref.). KOSSEL.

E. H. Kurth. A test of the Bohr-Sommerfeld theory of spectral lines. Phys. Rev. (2) 22, 202, 1923, Nr. 2. Kurze Anzeige. Elektronen aus einer Oxydkathode von 20 qcm Oberfläche werden mit 5 Volt durch frisch entwickelten Quecksilberdampf beschleunigt. „Die Linien“ (Mehrzahl) $1S - 2p$ allein wurden durch

den direkten Stoß dieser Elektronen hervorgerufen. Die entstehende Ansammlung von Atomen mit Elektronen in $2p$ -Zuständen wurde aber sehr vermehrt durch die Übertragung der ursprünglichen Strahlung von Atom zu Atom, bevor sie endlich vom Rohr absorbiert wurde. (Es ist nicht ersichtlich, ob die hier offenbar vorausgesetzte interessante Annahme von Emissionen $1S-2p_1$ und $1S-2p_3$ durch Beobachtung, etwa photographisch, gestützt ist. Ref.) Aus dem Licht einer wassergekühlten Hg-Lampe werden die Linien durch Wrattenfilter isoliert, durchsetzen die 6 Fuß lange Säule des erregten Dampfes, gehen in ein Stufengitter. Unter günstigen Bedingungen erlitten die an $2p$ -Zuständen anknüpfenden Linien 5461 und 4358 \AA beim Durchgang durch den erregten Dampf einen Intensitätsverlust, der auf 10 bis 20 Proz. eingeschätzt wurde. Die (an $2P$ anknüpfenden) gelben Linien 5769 und 5790 \AA merklich zu zerstreuen, gelang selbst dann nicht, wenn ein wenig Ionisation zugelassen wurde, woraus geschlossen wird, daß der Zustand des Hg-Dampfes nahe der Flüssigkeitsoberfläche dem Übergang $1S \rightarrow 2P$ nicht günstig ist. KOSSEL.

H. Stanley Allen. The Hydrogen Molecule. Nature **112**, 340—341, 1923, Nr. 2809. Voranzeige einer in Proc. Roy. Soc. of Edinburgh in Druck befindlichen Mitteilung über statische Modelle für H_2 , H_2^+ , H_3 . Anschließend an Langmuir (Phil. Mag., 1921) wird eine der Coulombschen überlagerte „Quantenkraft“ angenommen: $F = \frac{1}{mr^3} \left(\frac{n\hbar}{2\pi} \right)^2$, indes nicht nur, wie bei Langmuir, angenommen, daß sie Abstoßung entgegengesetzt geladener, sondern auch, daß sie Anziehung gleich geladener Ladungen ergebe. Es werden mehrere möglichst einfache Anordnungen für H_2 beschrieben; die Auflösarbeiten aller liegen eng um 30 Volt, die für ein geradliniges H_2^+ wird 17,34 Volt (Trennung aller Teile). KOSSEL.

R. D. Kleeman. The values of the electrical moments of the atoms and their connection with other quantities. Journ. Franklin Inst. **196**, 479—493, 1923, Nr. 4. Der Verf. leitete in Phil. Mag. **19**, 783, 1910 ab, daß die Anziehung zwischen zwei Molekülen gegeben ist durch

$$\varphi \left(\frac{Z}{Z_c}, \frac{T}{T_c} \right) \frac{(\Sigma c_a)^2}{Z^5}.$$

Σc_a ist die Summe einer Anzahl von Atomkonstanten, von denen jede sehr nahe der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht des betreffenden Atoms proportional ist; Z_c ist der Molekülabstand beim kritischen Punkte. T_c ist die kritische Temperatur. — Daraus folgt: das elektrische Moment eines Atoms ist der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional; das Moment eines Moleküls ist gleich der Summe der Momente seiner Atome. Da die Quadratwurzel aus dem Atomgewicht eines Atoms sehr nahe der Ordnungszahl N in der Potenz $\frac{2}{3}$ proportional ist (Glasson) und da die Ordnungszahl der Anzahl der Elementarladungen im Atom gleich ist, so ist der Abstand x der zwei Ladungen im elektrischen Dublett, welches an Stelle des Atoms gesetzt werden kann, gegeben durch

$$x \cdot N \cdot e = k_1 N^{2/3} \quad \text{oder} \quad x = k_2 N^{-1/3} \dots \dots \dots (1)$$

x wächst also mit dem Atomgewicht des Atoms (wahrscheinlich dadurch bedingt, daß die Elektronen um so mehr symmetrisch um den positiven Kern liegen, je größer das Atom ist). Der Verf. geht bei Berechnung des absoluten Wertes des elektrischen Moments von Atomen und Molekülen davon aus, daß die Anziehung zwischen zwei Molekülen oder Atomen durch $\frac{K_1}{Z^5}$ gegeben ist (Proc. Cambr. Phil. Soc. **16**, 593, 1912)

und daß die innere Verdampfungswärme L (in Erg pro Gramm) im besonderen Falle, wo der Dampf den Gasgesetzen gehorcht, gegeben ist durch

$$L = 1,58 \frac{Q_1^{4/3}}{m_a^{7/3}} K_1$$

Q_1 = Dichte der Substanz; m_a = absolute Masse eines Atoms oder Moleküls);

andererseits wird L gefunden = $2,106 \frac{Q_1}{m_a^2} K_1$. — Beim absoluten Nullpunkt ist

$$L_0 = 8,42 \cdot \frac{Q_0}{m_a^2} M^2 \dots \dots \dots (3)$$

M = elektrisches Moment; Q_0 = Dichte beim absoluten Nullpunkt); $K_1 = 4 M^2$ (nach früheren Arbeiten des Verf.). L_0 wird mit Hilfe der Gleichung von Batschinski (Ann. d. Phys. **14**, 305, 1904) $L = (Q_1^2 - Q_2^2) K_3$ gefunden. (Q_1 = Dichte der Flüssigkeit; Q_2 = Dichte des Dampfes.) Bei tiefen Temperaturen kann Q_2 gegen Q_1 vernachlässigt werden.

$L_0 = \left(\frac{Q_0}{Q_1}\right)^2 L$. — Aus Gleichung (3) wird der Wert von M für eine Reihe von Verbindungen [C_6H_5J ; C_6H_5Cl ; C_6H_5F ; C_6H_5Br ; $SnCl_4$; CCl_4 ; C_6H_6 ; C_8H_{18} (Octan); C_5H_{12} (Pentan); Äthyläther; Aceton; CS_2 ; SO_2 ; CO_2] berechnet und gezeigt, daß $\frac{M \cdot 10^{20}}{\Sigma N^{2/3}}$ annähernd konstant ist; somit ist das elektrische Moment eines Atoms

$M_a = 10^{-19} N^{2/3}$ und das elektrische Moment eines Moleküls $M = 10^{-19} \Sigma N^{2/3}$.

Satz: Jede Theorie über die Verteilung der Elektronen und der positiven Ladungen in einem Atom muß demnach in Betracht ziehen, daß das Atom sich für Punkte, deren Abstand vom Mittelpunkt des Atoms größer ist als der Durchmesser, so verhält, als ob es aus einem elektrischen Dublett bestehen würde.

Für obige Gleichung (1) berechnet sich x zu $2,09 \cdot 10^{-10} N^{-1/3}$ cm. Der Abstand der Ladungen des Dubletts ist demnach viel kleiner als der Durchmesser des Atoms (z. B. beim H-Atom $2,09 \cdot 10^{-10}$ cm). — Aus diesen Überlegungen leitet der Verf. folgende Sätze ab, deren Richtigkeit durch mehrere Tabellen gezeigt wird:

1. Die Induktivität eines Gases, dessen Volumen konstant gehalten wird, nimmt mit wachsender Temperatur ab — vorausgesetzt, daß keine Dissoziation stattfindet.
 2. Wenn die Temperatur erhöht wird, so wächst die Heftigkeit der molekularen Stöße und damit auch die Winkelgeschwindigkeit der molekularen Rotation; das bedingt notwendigerweise eine Änderung in der geometrischen Anordnung der Atome im Molekül. Deshalb muß die spezifische Wärme eines Gases eine Funktion der elektrischen Momente der Atome eines Moleküls sein.
- Die Werte für die elektrischen Momente von Molekülen, welche Jona (Phys. ZS. **20**, 4, 1919), Frivolds (Phys. ZS. **22**, 603, 1921), Debye (Phys. ZS. **21**, 178, 1920) abgeleitet, stimmen in der Größenordnung mit den Werten des Verf. überein. STÖCKL.

Sir Oliver Lodge. The Kinetic Atom. Nature **113**, 15—17, 1924, Nr. 2827. Teil eines Vortrages über „Röntgenstrahlen und Atom“ in der Röntgen-Gesellschaft am 6. November 1923. Der erste Abschnitt behandelt den Beweis für den Atomkern, der aus den Versuchen von Rutherford über den Durchgang von hoch geschwindigen α -Teilchen durch das Atom sich ergibt. In sehr anschaulicher Weise wird die Dynamik des Streuungsversuches von Rutherford entwickelt; die Eigenschaften der Hyperbelbahnen, welche die α -Teilchen beschreiben, die vom Kern abgelenkt werden, sind an zwei sehr übersichtlichen Zeichnungen dargelegt. — Der zweite Teil „Fälle von möglichen Bahnen“ geht von dem Flächensatze aus und entwickelt die Darstellung von

Bohr. Eine einfache Zeichnung führt vor Augen, wie man die verschiedenen Ellipsenfamilien leicht finden kann. — Der dritte Teil behandelt die „Wirkung der Elliptizität der Bahnen auf das Spektrum“. Da die Geschwindigkeit eines Teilchens auf einer Ellipse nicht konstant ist, so kann auch die Masse eines solchen Teilchens während es die Ellipse durchläuft, nicht konstant sein; daraus folgt, daß die Apsidenlinien sich verschieben, daß die Bahn in ihrer Ebene sich drehen muß; Wirkung Verdopplung der Linien, weil die fortschreitende elliptische Bewegung sich aus zwei entgegengesetzten Kreisbewegungen zusammensetzt, wo die Umlaufzeiten nahezu — aber nicht ganz — gleich sind, und wo die Energie nahezu — aber nicht ganz — gleich ist. — „Die Tatsache, daß das, was uns die Feinstruktur nach Sommerfeld enthüllte, mit den Gesetzen der Astronomie in Übereinstimmung ist — noch dazu unterstützt von der elektrischen Theorie der Materie —, ist ein bemerkenswertes Zeugnis für die allgemeine Gültigkeit der astronomischen Theorie des Atoms.“ Stöckl

Wheeler P. Davey. A law of periodic relationship of atomic radii. Phys. Rev. (2) **23**, 106—107, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Wenn man die Atomradien der Elemente benutzt, wie sie sich aus dem „Abstände bei größter Annäherung“ ergeben, so erhält man folgendes Gesetz: Das Verhältnis der Radien von irgend zwei Elementen auf der linken Seite der nämlichen Vertikalreihe der Mendelejeffschen Anordnung ist nahezu dasselbe wie das Verhältnis der Radien von irgend zwei anderen Elementen auf den gleichen Horizontalreihen, vorausgesetzt, daß diese Elemente auch auf der nämlichen Seite einer gemeinsamen Vertikalreihe liegen. — In der zweiten horizontalen Reihe jener Anordnung folgen Mg und Si jenem Gesetz, wenn diese Elemente auf der linken Seite ihrer entsprechenden Reihen und nicht an ihrer gewöhnlichen Stelle untergebracht werden. Stöckl

E. Gehrcke. Versuch einer physikalischen Grundlage der Atomstrahlung. ZS. f. Phys. **6**, 400—402, 1921, Nr. 5/6. [S. 733.]

E. Gehrcke. Die Spektren des Wasserstoffs und die neuere Atomtheorie. ZS. f. techn. Phys. **4**, 194—199, 1923, Nr. 5. [S. 784.] LAU

Franz Skaupy. Zum Problem des Atoms und der Strahlung. ZS. f. Phys. **12**, 184—188, 1922, Nr. 3/4. [S. 727.]

G. Breit. Note on the width of spectral lines due to collisions and quantum theory. Proc. Nat. Acad. Amer. **9**, 244—248, 1923, Nr. 7. [S. 726.]

Th. Wereide. The general principle of relativity applied to the Rutherford-Bohr atom-model. Phys. Rev. (2) **21**, 391—396, 1923, Nr. 4. [S. 724.]

O. W. Richardson. The Generalized Quantum Conditions. Phil. Mag. (6) **46**, 911—914, 1923, Nr. 275. [S. 725.]

H. A. Kramers. Über das Modell des Heliumatoms. ZS. f. Phys. **13**, 312—341, 1923, Nr. 5. [S. 731.]

Ralph de Laer Kronig. On the model of the helium atom. Science (N. S.) **58**, 537, 1923, Nr. 1513. [S. 732.]

J. H. Van Vleck. The normal Helium Atom and its relation to the Quantum Theory. Phil. Mag. (6) **44**, 842—869, 1922, Nr. 263. [S. 730.]

Sommerfeld und W. Heisenberg. Eine Bemerkung über relativistischeöntgendoublets und Linienschärfe. ZS.f. Phys. **10**, 393—398, 1922, Nr. 6. [S. 726.]

Frank C. Hoyt. The Relative Intensity of X-Ray Lines. Phil. Mag. (6) **46**, 135—145, 1923, Nr. 271, Juli. [S. 730.]
SMEKAL

J. E. Farnsworth. Electronic bombardment of copper. Phys. Rev. (2) **23**, 113, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 766.]
MINKOWSKI

Gregory Paul Baxter and George Joseph Fertig. A revision of the atomic weight of titanium. Preliminary paper. The analysis of titanium tetra-chloride. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 1228—1233, 1923, Nr. 5. Setzt man $Ag = 107,880$, $Cl = 35,458$, so ergibt sich das Atomgewicht des Titans zu 47,9.
SCHEEL

Theodore W. Richards and William M. Craig. The atomic weight of gallium. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 1155—1167, 1923, Nr. 5. Mittels der Analyse von Galliumchlorid wird — unter der Annahme von $Ag = 107,88$ und $Cl = 35,458$ — das Atomgewicht von Gallium gleich 69,716 gefunden.
SCHEEL

Mme Pierre Curie. L'isotopie et les isotopes. Journ. de phys. et le Radium (6) **4**, 381—412, 1923, Nr. 11. Zusammenfassender Bericht. Nach einer kurzen Darstellung des periodischen Systems der Elemente und der radioaktiven Umwandlungsreihen folgt die Besprechung der Isotopie bei den Radioelementen und die Verschiebungssätze. Ein zweiter Abschnitt behandelt die positiven Strahlen und ihre Analyse mit Hilfe der Massenspektroskopie. Es schließt sich an eine kurze Besprechung des Atommodells; den Schluß bilden die verschiedenen Methoden zur partiellen Trennung isotoper Atomarten.
HAHN.

A. Pearse Jenkin. On the Structure of the Molecule. Nature **112**, 326, 1923, Nr. 2809. Der Verf. ist bemüht, eine Versöhnung zwischen den dynamischen Atommodellen Bohrs, die er als eben voraussetzt, und den statischen Modellen Langmuirs herbeizuführen. Bei der Molekülbildung sollen sowohl statische als bewegliche Elektronen eine Rolle spielen können.
A. SMEKAL

Herhard Kirsch und Hans Pettersson. Über die Atomzertrümmerung durch α -Partikeln. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Nr. 160. S.-A. Wien. Ber. **132** [2a], 299—308, 1923, Heft 7/8; vgl. diese Ber. **4**, 1359, 1923. SCHEEL.

P. L. Kapitza. The Loss of Energy of an α Ray Beam in its Passage through Matter. Proc. Roy. Soc. London (A) **102**, 48—71, 1922, Nr. 714. [S. 769.]
MEITNER.

A. Becker. Über die Präzisionsmessung der Radiumemanation. ZS. f. Phys. **21**, 304—315, 1924, Nr. 5. Verf. bespricht zunächst allgemein die prinzipiellen Gesichtspunkte, welche für die Präzisionsmessung der Radiumemanation in Betracht kommen, und weist im besonderen auf die Emanometer-Meßmethode hin. Er geht dann auf das für einwandfreie quantitative Gehaltsbestimmungen grundlegende Eichverfahren ein und betrachtet im einzelnen die hierfür zur Verfügung stehenden Normalpräparate, deren Anwendungsweise und Zuverlässigkeit. Der Vergleich der Normalpräparate der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt mit denjenigen des Radiologischen Instituts Heidelberg ergibt eine Übereinstimmung bis auf etwa 1 Proz. Zum Schluß werden einige wesentliche Fragen der Quellmeßpraxis kurz besprochen.
A. BECKER.

P. Ludewig und E. Lorensen. Über die Verwendbarkeit von Radium- und Urannormallösungen für Emanationsmessungen. II. ZS. f. Phys. **21**, 25—263, 1924, Nr. 4. Die von den Verff. früher (ZS. f. Phys. **13**, 284, 1923) mitgeteilte Untersuchung über die Konstanz von Radium- und Urannormallösungen wurde während eines zweiten Jahres fortgesetzt. Es ergab sich, daß die Lösungen auch bei einer neunfachen Benutzung nicht an Brauchbarkeit eingebüßt hatten und untereinander bis auf 2 Proz. übereinstimmten. — Für die benutzte Apparatur wurde die Abhängigkeit des Ionisationseffektes der Gammastrahlung eines Radiumpräparates und der Alphastrahlung einer Emanationsmenge vom Druck im Ionisationsgefäß experimentell bestimmt und die erhaltene Abhängigkeit bei der Prüfung der Normallösungen in Rechnung gesetzt.

P. LUDEWIG

Hans Pettersson. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Nr. 153. Zur Herstellung von Radium C. Wien. Ber. **132** [2a], 55—57, 1923, Heft 1/2. Da Radium-C-Präparate für mancherlei Untersuchungen, vor allem auf dem Gebiet subatomarer Forschung, in hoher Intensität gebraucht werden, so prüft der Verf. nach welchen Methoden sich der aktive Niederschlag aus einer größeren Menge Radiumemanation in möglichst hoher Ausbeute gewinnen läßt. Der übliche Weg der Exposition eines negativ geladenen Drahtes oder einer Platte in einem mit der Emanation gefüllten Aktivierungsgefäß gibt wegen der hohen Leitfähigkeit der stark emanationshaltigen Luft kein günstiges Ergebnis; auch Erhöhung der Feldstärke führt nicht zum Ziele. Der Verf. schlug daher den neuen Weg ein, die Emanation mittel flüssiger Luft auf der zu aktivierenden Platte zu kondensieren. Wird die Kühlung einige Stunden aufrechterhalten, so setzt sich dabei die Gleichgewichtsmenge des aktiven Niederschlages direkt auf der Platte ab. In der Tat werden dadurch die Ausbeuten viel besser. Nach Entfernen der flüssigen Luft läßt sich dann die Emanation durch Abpumpen entfernen. Die letzten Reste werden durch Spülen der aktivierten Platte mit Alkohol und Erhitzen auf einige hundert Grad beseitigt. Die Ausbeute wird noch erhöht, wenn man nach eingetretener Kondensation der Emanation ein äußerst dünnes Aluminiumblättchen (1μ dick) auf die gefrorene Emanation aufbringt. Die Dicke des Aluminiums genügt, um die nach oben ausgeschleuderten Rückstoßatome aufzufangen, ist aber andererseits so klein, daß das Aluminium zusammen mit der Platte als Strahlungsquelle benutzt werden kann, ohne beträchtliche Bremsung der durchfliegenden α -Strahlen. An einer Platte von 13 mm Durchmesser wurden auf diese Weise annähernd 60 Proz. des aktiven Niederschlages erhalten, an einer von nur 4 mm Durchmesser bei sonst gleichen Gefäßdimensionen noch etwa 30 Proz. HANN

Karl Przibram und Marie Bělár. Die Verfärbungen durch Becquerelstrahlen und die Frage des blauen Steinsalzes. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 157. S.-A. Wien. Ber. **132** [2a], 261—277, 1923, Nr. 7/8; vgl. diese Ber. **4**, 1593, 1923.

SCHNEEL

P. Ludewig und E. Lorensen. Untersuchung der Grubenluft in den Schneeberger Gruben auf den Gehalt an Radiumemanation. ZS. f. Phys. **22**, 178—185, 1924, Nr. 3. In den Gruben bei Schneeberg im Erzgebirge kommt unter den Bergleuten ein Lungenkrebs vor, der als Schneeberger Bergkrankheit bekannt ist. Da neue Untersuchungen von Rostoski und Saupe erwiesen hatten, daß an dem gehäuft Vorkommen des Lungenkrebses bei den Schneeberger Erzbergleuten nicht zu zweifeln ist, wurde von dem „Landesausschuß zur Erforschung und Bekämpfung der Krebskrankheit“ die Aufklärung für das Auftreten in Angriff genommen. Das Gebiet von Schneeberg-Oberschlema ist in radioaktiver Beziehung besonders ausgezeichnet.

und es lag nahe, für das Entstehen des Lungenkrebses das dauernde Einatmen emanationshaltiger Luft in den Gruben verantwortlich zu machen. Vom Freiburger Radium-Institut wurden Untersuchungen der Grubenluft im September 1923 ausgeführt. Die Messung des Emanationsgehaltes geschah mit einem Fontaskoskop, das mit einem Wulfschen Einfadenelektrometer versehen war. Zur Eichung der Apparatur wurden Normallösungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt benutzt. Die Messungen selbst konnten nicht an Ort und Stelle in den Gruben vorgenommen werden, da die Luft zu feucht war. Sie mußten daher über Tage ausgeführt werden. Es wurde gemessen: an neun Stellen in der Grube „Weißer Hirsch“, an fünf Stellen in der Grube „Türkschacht“, an acht Stellen in der Grube „Neujahrsschacht“, an sechs Stellen in der Grube „Siebenschlehen“, an sieben Stellen in der Grube „Beustschacht“. Die Aktivitäten waren erheblich und besonders in den als gefährlich geltenden Gruben „Siebenschlehen“ und „Türkschacht“ sehr groß. In der Grube „Siebenschlehen“ betrugen sie z. B. etwa 80 Eman/Liter, in der Grube „Türkschacht“ sogar an einer Stelle 182 Eman/Liter. An den Stellen, wo eine starke Wetterführung vorhanden war, war ein niedrigerer Emanationsgehalt vorhanden. Die höchsten Werte zeigten sich meist dort, wo die Luft stagnierte. Sämtliche Gruben, die gemessen wurden, werden von dem Marx-Semmler-Stollen durchzogen, der die Wässer aller Gruben abführt. Die Luftmengen in den Gruben stehen daher miteinander in Verbindung, so daß emanationshaltige Luft von einer Grube in die andere gelangen kann. Eine künstliche Wetterführung ist nicht vorhanden. Messungen der Aktivität von 20 Bohrmehlproben, die aus den genannten Gruben genommen und auf den Gehalt an Radiumemanation untersucht wurden, ergaben keinen erheblichen Gehalt. Die Emanationsmengen können daher nicht aus dem direkt anstehenden Gestein stammen. Bei dem hohen Gehalt der Grubenluft an Radiumemanation ist es nicht ohne weiteres von der Hand zu weisen, daß das dauernde Einatmen dieser Luft für die Entstehung des Schneeberger Lungenkrebses mitverantwortlich gemacht werden kann. P. LUDEWIG.

J. Pouget et D. Chouchak. Radioactivité des eaux minérales d'Algérie. C. R. 177, 1112—1114, 1923, Nr. 22. SCHEEL.

V. Kohlschütter und F. Übersax. Über die elektrolytische Kristallisation des Bleies. ZS. f. Elektrochem. 30, 72—83, 1924, Nr. 2 (3/4). Die Verff. untersuchen die für die Kristallisation des elektrolytisch aus einer $Pb(NO_3)_2$ -Lösung abgeschiedenen Bleies maßgebenden Faktoren und den Einfluß von Stromdichte und Konzentration der Lösung auf die Struktur des Elektrolytbleies. Dabei zeigt sich, daß die Bildung eines bestimmten Formentypus sehr stark von den äußeren Bedingungen abhängt. Die auftretenden Unterschiede liegen weniger in den unter verschiedenen Bedingungen verschiedenen Wachstumsgeschwindigkeiten begründet, als in der Art, wie die einzelnen kleinen abgeschiedenen Kristallindividuen aneinandergefügt werden. So erweisen sich z. B. die bei höherer Stromdichte aus Nitrat- oder Acetatlösungen abgeschiedenen Nadeln als Ketten aus regelmäßig angeordneten Kristallen. Wird die Kernbildungsgeschwindigkeit größer als die Wachstumsgeschwindigkeit, so tritt Bildung von Oktaederfäden auf. Dies ist besonders bei hohen Stromdichten und geringen Konzentrationen der Fall, da sich hier die Bedingungen zugunsten der Bildung seiner Keime verschieben. Einen Unterschied weisen die aus nitrathaltigen Lösungen abgeschiedenen Fäden gegenüber den aus acetathaltigen Lösungen niedergeschlagenen Fäden insofern auf, als die letzteren aus abgeplatteten Oktaedern bestehen, während im ersten Fall die Oktaeder vollkommen ausgebildet werden. Die Fadenform des abgeschiedenen Bleies erklären die Verff. daraus, daß durch

die Zusammendrängung der Stromlinien an der Spitze der Elektrode, bzw. der zuletzt entstandenen Kristalls günstige Entstehungsbedingungen für neue Kerne geben sind.

K. BECKER

L. Vegard. Die Struktur der isomorphen Gruppe $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$. ZS. f. Phys. 9, 395—410, 1922, Nr. 6. Die Untersuchung der wasserfreien Salze wurde nach der Debye-Scherrer-Methode vorgenommen. Sämtliche vier Verbindungen gehören der tetraedrisch-pentagonalen dodekaedrischen Klasse des kubischen Systems an. Der Elementarkörper enthält vier Moleküle. Die Metallatome bilden ein flächenzentriertes Gitter, welches durch die drei Hauptebenen, welche durch das Zentrum gehen, in acht kleine Würfel geteilt wird. Jeder dieser $\frac{1}{8}$ -Elementarkörper enthält ein N- und drei O-Atome. Diese vier Atome bilden ihrerseits einen kleinen Würfel, dessen Eckpunkte in die Raumdiagonalen des Elementarkörpers fallen. Drei der einander diagonal gegenüberliegenden Eckpunkte sind mit O-, der vierte mit dem N-Atom besetzt. Durch die Bildung des Strukturformfaktors ließen sich für alle Schwerpunkte die Parameter festlegen. Die gemessenen und berechneten Intensitäten stimmen gut überein. Nimmt man mit Bragg die Atome als Kugeln an, so berühren sich die N- und O-, sowie die O- und Metallatome. Berechnet man die Atomradien und vergleicht diese mit den Bragg'schen Werten ($r_{\text{O}} \approx r_{\text{N}}$), so zeigt sich, daß die Atome in den isomorphen Nitratgruppen einen größeren Raum verlangen als in anderen Salzen. Während nach Bragg $r_{\text{O}} = r_{\text{N}} = 0,65 \text{ \AA}$ ist, berechnet der Verf. bei den Nitraten $r_{\text{O}} = r_{\text{N}} = 0,750 \text{ \AA}$. Für die Kantenlänge a der Elementarwürfel und für die daraus berechneten Dichten ρ ergeben sich folgende Werte:

	$\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$	$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$	$\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$	$\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$	
a	7,84	8,11	7,81	7,60 \AA	
ρ	4,533	3,240	2,930	2,966	K. BECKER

George L. Clark. The excitation, reflection, and utilization in crystal structure analysis of characteristic secondary X-rays. Journ. Amer. Chem. Soc. 46, 372—384, 1924, Nr. 2. (Vgl. Clark und Duane, Journ. Opt. Soc. Amer. 7 455; diese Ber. 4, 1223, 1923.) Verf. prüft die früher gefundene Erscheinung nach, daß die durch einen primären Röntgenstrahl angeregte Sekundärstrahlung der Atome eines Kristalls durch dessen Kristallgitter selbst reflektiert wird und findet die früheren Versuche in allen Einzelheiten bestätigt. Daraus ergibt sich eine neue Methode zur Strukturbestimmung eines Kristalls, indem aus dem Gleitwinkel der sekundär reflektierten Eigenstrahlung der Abstand der mit diesen angeregten Atomen besetzten Netzebenen bestimmt werden kann. Die zugehörigen Wellenlängen sind aus der Beziehung $eV = h\nu$ gegeben, wenn mit der Spannung so weit heruntergegangen wird, bis die betreffende Reflexion verschwindet. Auf diese Weise bestimmte der Verf. den Abstand der J-Atome in der $\langle 100 \rangle$ -Richtung des KJ durch Reflexion eines kontinuierlichen Primärbündels einer W-Antikathode an der (100)-Fläche des Kristalls. Neben dem charakteristischen J-Spektrum in fünf Ordnungen tritt auch das W-Spektrum auf. Unter 69000 Volt (K-Anregungsgrenze) erscheint das W-L-Spektrum bedeutend schwächer als das J-K-Spektrum, von welchem wiederum im Gegensatz zu dem primären Emissionsspektrum die $K\beta$ -Linie stärker erscheint als die $K\alpha$ -Linie. Unter Einsetzen von V_{min} in die obige Gleichung ergeben sich die Maxima des J-Spektrums zu 0,3737 (J-Absorptionsgrenze), 0,3818 ($K\gamma$), 0,3878 ($K\beta$) und 0,437 \AA ($K\alpha$). Diese Werte stimmen mit den direkt gemessenen Wellenlängen vollkommen überein. Der Abstand der J-Atome in der $\langle 100 \rangle$ -Richtung ergibt sich dann ebenfalls in Übereinstimmung mit direkten Messungen zu 3,532 \AA . Nach derselben Methode

wurde der Abstand der J-Atome in der $\langle 0001 \rangle$ -Richtung des hexagonalen Jodoforms (CH_3J) zu $3,737 \text{ \AA}$ bestimmt. Das rhombische Uranylнитrat-Hexahydrat $[\text{UO}_2(\text{NO}_3)_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$ wurde durch Reflexion des Primärbündels an den (100)-, (010)- und (001)-Flächen bestimmt, wobei das U-L-Spektrum sekundär reflektiert wurde. Es ergab sich $d_{100} = 7,93$, $d_{010} = 11,45$ und $d_{001} = 13,01 \text{ \AA}$. Für eine Dichte von 2,807 enthält dieses Elementarparallelepiped vier Moleküle, welche die Ecken und Flächenmitten desselben besetzen. — Die Anregung und Reflexion der Eigenstrahlung der Atome eines Kristalls durch diesen selbst scheint keine gewöhnliche Resonanz zu sein. Denn es ist nicht möglich, durch entsprechende Anregungsspannung die $K\alpha$ -Linie des J zu erhalten, ohne $K\beta$ - und $K\gamma$ -Linien zu erhalten. — Schließlich geht der Verf. auf die schon früher beschriebenen Versuche über die Wellenlängen der Sekundär- und Tertiärstrahlung und über die Unstimmigkeit dieser Ergebnisse mit der Comptonschen Streutheorie ein. Es hatte sich dabei ergeben, daß bei der spektralen Zerlegung des gestreuten Lichtes bei Verwendung von Graphit, Al, S, Cu, Ge, Mo, Ag, KJ, BaCl_2 , Ca_2O_3 , $\text{Pr}(\text{CO}_3)_3$ und $\text{Nd}(\text{CO}_3)_3$ als Sekundärstrahler und einer Röntgenröhre mit W-Antikathode als primärer Strahlungsquelle die Wellenlängen des W und der als Sekundärstrahler verwendeten Elemente sich im gestreuten Licht zu genau denselben Wellenlängen ergeben wie bei primärer Emission. Ein Wechsel der Wellenlänge bei der Streuung findet somit nicht statt. Dagegen wurde vom Verf. bei sehr geringer Intensität eine Tertiärstrahlung beobachtet, welche von den Photoelektronen der K- und L-Ringe des Sekundärstrahlers herrühren könnte. Die Frequenz dieser Tertiärstrahlung müßte die Differenz zwischen der Frequenz der kritischen Absorption des streuenden Atoms und der Frequenz des primären Strahlenbündels sein. Der Vergleich zwischen den unter dieser Annahme berechneten und den gemessenen Werten zeigt gute Übereinstimmung. Doch liegt der Unterschied zwischen den Frequenzen dieser Tertiärstrahlung und jenen der Primärstrahlung in anderen Grenzen, als die Comptonsche Streutheorie verlangen würde.

K. BECKER.

J. H. Collins. The temperature effect on the regular reflection of x-rays by aluminium foil. Phys. Rev. (2) 23, 105—106, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit einem Spektrometer, welches auf dem Prinzip der Kristallpulvermethode basiert, wurde iontometrisch in einem Winkelbereich zwischen 120° und 390° gegen den einfallenden Strahl die Intensitätsverteilung der reflektierten Strahlung (Wellenlänge $0,710 \text{ \AA}$ -E.) bestimmt. Es ergaben sich vier Maxima, deren Intensitätsverhältnis bei hohen und tiefen Temperaturen verglichen wurde. Die Schwächung der Reflexion durch Temperatursteigerung wurde wesentlich stärker gefunden, als nach der Theorie von Debye zu erwarten war; die Zunahme der Schwächung mit wachsendem Winkel ergab sich ebenfalls größer, als es die Theorie verlangt. KULENKAMPFF.

Arne Westgren and Gösta Phragmén. On the Structure of Solid Solutions. Nature 113, 122—124, 1924, Nr. 2830. Die Verf. beschreiben eine etwas modifizierte Debye-Scherrer-Anordnung, welche gestattet, bei Röntgenaufnahmen von Metallen sehr scharfe Interferenzlinien zu erzielen. Das Präparat (Metallschliff) wird teilweise von einer Blende bedeckt und an Stelle des Films eine photographische Platte seitwärts an der Kamera angebracht. Nach dieser Methode wurden austenitische Manganstähle und Cu-Al-Legierungen untersucht. Ein Mn-Stahl mit 12,1 Proz. Mn und 1,34 Proz. C ergab eine Gitterkonstante von $3,624 \text{ \AA}$, während das γ -Fe einen Wert von $3,629 \text{ \AA}$ aufweist (von 1100° abgeschreckt). Berechnet man die Dichte des Stahles unter der Annahme, daß C die Metallatome im flächenzentrierten kubischen Gitter teilweise ersetzt, so ergibt sich $D = 7,36$, während eine Berechnung unter der Voraussetzung,

daß das Gitter nur von den Fe- und Mn-Atomen gebildet wird und der Kohlenstoff gleichmäßig verteilt ist, $D = 7,83$ ergibt. Da der letzte Wert gemessen wurde, ist diese Annahme die wahrscheinlichere. — Weiter wurden Cu-Al-Mischkristallreihen untersucht. Bis 8 Proz. Al bilden Cu-Al eine Mischkristallreihe, bei welcher mit zunehmendem Al-Gehalt die Gitterkonstante leicht ansteigt. Das Elementarparallelepiped enthält vier Atome ($a = 3,652 \text{ \AA}$). Es muß also ein Teil der Cu-Atome durch Al substituiert sein. Dagegen wird in dem Intervall von 16 bis 25 Proz. Al die Gitterkonstante bei bleibender kubischer Symmetrie bedeutend größer und nimmt mit steigendem Al-Gehalt mäßig ab. Für 16 Proz. Al ist $a = 8,701 \text{ \AA}$ und für 25 Proz. Al $a = 8,656 \text{ \AA}$. Ein solches Elementarparallelepiped muß annähernd 50 Atome enthalten. Merkwürdig erscheint, daß die Charakteristik des Röntgenogramms für 25 Proz. Al die gleiche ist wie für 16 Proz. Al. Wie diese ungewöhnliche Form der Substitution mit den kristallographischen Symmetrieforderungen in Einklang zu bringen ist, kann nicht geklärt werden. Ähnlich scheinen sich Cu-Zn-Legierungen mit etwa 65 Proz. Zn zu verhalten. Die Röntgenogramme von Legierungen mit 16 Proz. Al, 84 und 33 Proz. Cu, 67 Proz. Zn zeigen eine bemerkenswerte Ähnlichkeit und unterscheiden sich nur in der Gitterkonstante um 1,5 Proz.

K. BECKER.

E. A. Owen and G. D. Preston. X-ray analysis of solid solutions. Proc. Phys. Soc. London **36**, 14–30, 1923, Nr. 1. Die Verff. untersuchen ein Anzahl von Metallegierungen nach dem Spektrometerverfahren mit photographischer Registrierung der Interferenzmaxima. Zu diesem Zweck wird eine polierte Platte des zu untersuchenden polykristallinen Materials in ein Braggssches Spektrometer gesetzt. Für die Auswertung war es nötig, Korrekturen für Größe der belichteten Fläche der Probe und für die Eindringungstiefe des Primärstrahls anzubringen. Bei allen untersuchten Legierungen zeigte sich, daß bis zu der Grenze der Mischbarkeit eine Atomart in das Raumgitter der im größeren Mengenverhältnis vorhandenen Atomart eintritt, wobei das Gitter des Lösungsmittels mehr oder minder großen Störungen ausgesetzt ist. Bei Cu-Al-Mischkristallen wird die Gitterkonstante des kubischen flächenzentrierten Gitters wie folgt geändert:

Cu mit	2	4	6	8 Proz. Al
3,605	3,619	3,638	3,639	3,649 \AA
Al mit	0,5	1	1,5	2 Proz. Cu
4,040	4,036	4,036	4,050	4,039 \AA

Außerdem wurde die Struktur der beiden Verbindungen CuAl_2 und CuAl bestimmt. CuAl_2 ist tetragonal mit den Kantenlängen $a = 4,28$, $c = 2,40 \text{ \AA}$ mit einem Molekül im Elementarparallelepiped bei einer Dichte von 4,36. Die Cu-Atome besetzen die Eckpunkte, die Al-Atome die Seitenflächenmitten des Elementarparallelepipeds, so daß in Richtung der tetragonalen Achse abwechselnd nur mit Cu und nur mit Al besetzte Netzebenen folgen. CuAl bildet ein Rhomboeder, dessen Kantenlänge $3,89 \text{ \AA}$ und Polkantenwinkel $\alpha = 94,6^\circ$ ist. Die Dichte berechnet sich 5,13 für zwei Moleküle im Elementarparallelepiped. Über die Anordnung der einzelnen Atome kann jedoch nichts angegeben werden. Bemerkenswert ist die Ähnlichkeit der Abmessungen des Elementar-rhomboeders mit dem Elementarwürfel des Cu oder Al. Eine Aufnahme nahe dem Eutektikum der Cu-Al-Reihe mit 30 Gew.-Proz. Cu zeigte die Al- und CuAl_2 -Gitter nebeneinander. — Weiter wurden einige Al-Mg-Mischkristalle untersucht. Bei einem Mischungsverhältnis von 8 Proz. Mg in Al steigt die Kante des Elementarwürfels des Al auf $4,10 \text{ \AA}$ an. Umgekehrt nimmt bei Mg-Mischkristallen mit 8 Proz. Al die Basiskante des hexagonalen Mg von $3,17$ auf $3,15 \text{ \AA}$ ab, während das Achsen-

Verhältnis a/c von 1,63 auf 1,66 ansteigt. — Bei Cu-Ni-Mischkristallen nahm mit zunehmendem Ni-Gehalt die Kantenlänge des Elementarwürfels annähernd linear ab:

Ni . . .	0	10	20	30	40 Proz.	
a . . .	3,605	3,593	3,589	3,575	3,576 Å	K. BECKER.

E. A. Owen and G. D. Preston. X-ray analysis of zinc-copper Alloys. Proc. Phys. Soc. London **36**, 49—66, 1923, Nr. 1. Die Verf. nehmen nach der im vorstehenden Referat beschriebenen Versuchsanordnung Cu-Zn-Legierungen verschiedener Zusammensetzung auf. Dem Zustandsdiagramm entsprechen vier Gittertypen, welche in folgender Tabelle angegeben sind:

Phase	Atomproz. Zn	Struktur	a Å	$a : c$
Cu	0,0	Kubisch flächenzentriert	3,608	—
α -Messing . . .	11,07	" "	3,629	—
" " . . .	20,27	" "	3,651	—
" " . . .	26,54	" "	3,667	—
" " . . .	29,42	" "	3,673	—
" " . . .	38,05	" "	3,692	—
" " . . .	47,95	{ Kubisch raumzentriert Rhomboedrisch hexagonal	2,946 4,17	— 0,6125
" " . . .	66,6	" "	4,136	0,649
" " . . .	75,0	Hexagonal dichtest gepackt	2,776	1,475
" " . . .	79,5	" "	2,718	1,585
Zn	100	" "	2,670	1,860

Es wurden zwei Proben mit 47,95 Atomproz. Zn untersucht, und zwar wurde die eine von 550° abgeschreckt und die zweite langsam gekühlt und unterhalb 470° mehrere Stunden getempert. Beide zeigten die gleichen Spektren, woraus die Gleichheit der α - und β -Form in kristallographischer Hinsicht hervorgeht. Der Knickpunkt bei 470°, an welchem die thermische Analyse anzeigt, ist also nicht durch Strukturumwandlung bedingt. Eine Probe mit 43,7 Proz. Zn wurde bei 750° getempert und dann abgeschreckt. Sie zeigte nur die Reflexionen des kubischen raumzentrierten β -Messings. Dagegen zeigten zwei weitere Proben, welche bei 500° und bei 400° getempert wurden, keine Übereinanderlagerung der Gitterspektren der α - und β -Form. Die γ -Phase scheint der Verbindung CuZn_2 zu entsprechen. Auch hier wird bei Mischkristallbildung das Gitter einer Komponente gleichmäßig deformiert. Geometrisch stehen die vier Gittertypen in einer einfachen Beziehung zueinander und lassen sich leicht auseinander ableiten und ineinander überführen. Die Härte des Messings erreicht in der Gegend des γ -Messings ein Maximum. Dies ist daraus zu erklären, daß hier das Gitter die tiefste Symmetrie bei kleinsten Atomvolumina besitzt. Im α - und β -Messing besitzt das Zn ein Atomvolumen von 13,92 Å³. Es ist dies beträchtlich kleiner als im reinen Zn und steht wahrscheinlich damit im Zusammenhang, daß Zn außer der hexagonalen noch eine allotrope reguläre Modifikation aufweist. K. BECKER.

S. H. Piper and E. N. Grindley. The fine structure of some sodium salts of the fatty acids in soap curds. Proc. Phys. Soc. London **36**, 31, 1923, Nr. 1. Nachschrift zu Proc. Phys. Soc. London **35**, 269, 1923; diese Ber. S. 359. Hinweis auf die Untersuchungen von Shearer und Müller an Fettsäuren. K. BECKER.

George L. Clark and William Duane. Further Experiments upon the reflection by a crystal of its characteristic x-radiation. Proc. Nat. Acad. Amer. 10, 48—53, 1924, Nr. 1. [S. 783.] KULENKAMPFF

F. Rogers. Crystallisation of Cementite in Steel. Nature 112, 902, 1923, Nr. 2825. Der Verf. gibt zwei Beispiele dafür, daß in gewissen Fällen im Stahl auch dann netzförmiger Zementit auftritt, wenn man das Auftreten von perlitischem (lamellarem) Zementit erwartet hätte. Das erste Beispiel bezieht sich auf einen kohlenstoffarmen Stahl, bei dem sich in einer sonst kohlenstofffreien Gegend isolierte Zellenwände von Zementit finden, wohl infolge einer örtlichen Aufkohlung während der Bearbeitung, das zweite Beispiel auf einen Nickelstahl, in dem sich an einer Stelle statt des lamellaren Perlits Zementitkörner, eingebettet in Ferrit, finden. WÜRSCHMIDT

A. Schrader. Über den Perlit, Troostit und Sorbit. Stahl u. Eisen 44, 308—311, 1924, Nr. 12. Durch kurze Ätzung mit 1proz. alkoholischer Salpetersäurelösung läßt sich auch im Troostit und Sorbit das Gefüge entwickeln, das vollständig mit dem des Perlits übereinstimmt und nur größere Feinkörnigkeit aufweist. Jene beiden Perlitformen können aber, je nach dem Gesamt-C-Gehalt des Stahles, sehr wechselnde Konzentrationen besitzen, da ihr Entstehen im unterperlitischem Stahl stets durch eine Ferritkristallisation eingeleitet werden muß, die allerdings gering sein kann. In den Schliflen beobachtet man auch stets ein Ferritnetz oder kleine Ferritkristalle. BERNDT

Rinaldo Binaghi. Über den Graphitit. Annali Chim. Appl. 14, 71—102, 1924. Unter der Bezeichnung Graphitit versteht Verf. die sogenannte Schwammkrankheit des Eisens. Die verschiedenen Theorien ihrer Entstehung werden an zahlreichen Beispielen und Schrifttumsangaben besprochen. Von diesen bevorzugt Verf. die Auffassung, daß sie nicht auf den Graphitgehalt des Eisens zurückzuführen ist, sondern daß durch chemische, klimatische, elektrolytische usw. Einflüsse eine „Enteisenung“ der Umgebung des Graphitteilchen stattfindet, welche hierdurch mehr oder minder freigelegt werden und zum Schwammigwerden der betreffenden Stelle führen. *GRIMME

N. Parravano und A. Scortecci. Gas und Sauerstoff in Stahl. Annali Chim. Appl. 14, 3—17, 1924. Die Metalloxyde stellen bei gewöhnlicher Temperatur die stabile Form des O_2 in Stahl dar. Das Volumen der in der Wärme entweichenden gasförmigen Oxyde hängt von der Menge, Art und Verteilung der Metalloxyde und des C ab. Normalerweise entweicht aus gewöhnlichem Stahl beim Erhitzen auf 1000° im Vakuum eine größere Menge von O_2 , als die direkte Bestimmung nach Ledebur ergibt. Diese Differenz gegenüber den bestimmten Kohlenoxydverbindungen ist zurückzuführen auf die Reduktion von Oxyden, vor allem des Mn, oder aus Silikaten des Fe und Mn. Mit der Höhe der zersetzbaren Oxyde scheint die Sprödigkeit des Stahles in der Wärme in Verbindung zu stehen. Mit Al und Si können Stähle hergestellt werden, welche nur wenige in der Hitze entweichende Oxyde enthalten, obwohl die Löslichkeit von Gasen durch ihre Gegenwart nicht zunimmt. In der Hitze entweichender N entstammt in der Hauptsache der Zersetzung von Nitriden. *GRIMME

I. Musatti und M. Croce. Über den Einfluß des Stickstoffs stickstoffhaltiger Zemente auf den Vorgang der Brennstahlbereitung. Annali Chim. Appl. 14, 18—59, 1924. Auf Grund umfangreicher, durch reiche Tabellen und mikrographische Bilder erläuterten Versuche kommen die Verf. zu dem Schlusse, daß die Menge N, welche bei der Brennstahlbereitung unter Verwendung von

Zementierungszusätzen aufgenommen wird, relativ klein ist. Seine Konzentration nimmt schnell von der Peripherie zur Mitte hin ab. Die N-Aufnahme durch die Oberfläche erhöht die Härte des betreffenden Gegenstandes, aber auch seine Zerbrechlichkeit.

* GRIMME.

W. Geiss und J. A. M. van Liempt. Zur Deutung der Kaltbearbeitung auf Grund elektrischer Messungen. *ZS. f. anorg. Chem.* **133**, 107—112, 1924, Nr. 1. Die bekannte Abnahme des Temperaturkoeffizienten durch Kaltbearbeitung trat besonders stark bei W, in geringerem Grade bei Cu und Ni auf. Eigenspannungen sind aber, wie durch Versuche mit Messing nachgewiesen wurde, ohne nennenswerten Einfluß auf seine Größe. Da die Störungen des Raumgitterparameters allein wohl kaum als Ursache der bei der Kaltbearbeitung auftretenden Eigenschaftsänderungen angenommen werden können, so ist durch Röntgenstrahlenanalyse keine Aufklärung zu erwarten. Man wird mit Tammann annehmen müssen, daß sich dabei gewisse Eigenschaften der Atome selbst ändern; vielleicht entsteht durch die Kaltbearbeitung eine Anisotropie der Kristallite.

BERNDT.

H. Schottky. Die Härte von Eisen-Nickel-Legierungen. *ZS. f. anorg. Chem.* **133**, 26—28, 1924, Nr. 1. [S. 734.]

G. B. Deodhar. Über die Änderungen des Torsionsmoduls eines Eureka-Drahtes durch Ziehen. *ZS. f. Phys.* **21**, 247—251, 1924, Nr. 4. [S. 734.] BERNDT.

Dreibholz. Untersuchungen binärer und ternärer Molybdänlegierungen (Forschungsarbeiten 10.) *ZS. f. phys. Chem.* **108**, 1—50, 1924, Nr. 1/2. Die Ergebnisse der Versuche sind etwa dahin zusammengefaßt, daß sich Mo mit Cu, Ag und Au nicht legiert, daß also speziell im System Cu—Mo eine durch das ganze System laufende Mischungslücke besteht; für diese Legierung ist auch das Zustandsdiagramm aufgestellt. Pt vermag in der Nähe seines Schmelzpunktes bis zu 16 Proz. Mo zu lösen; bei Zimmertemperatur ist der Gehalt der festen Lösung, wenn sie hier überhaupt existiert, kleiner als 2 Proz. Mo. Das von Baar aufgestellte Zustandsdiagramm der Mo-Ni-Legierungen wurde zum Teil bestätigt und ergänzt; bei mehr als 18 Proz. Mo sind die Legierungen bei Zimmertemperatur unmagnetisch; von einer Reihe von Mo-Ni-Mischkristallen sind auch die Brinellhärten bestimmt. Neu aufgestellt ist das Zustandsdiagramm der Cu-Mo-Ni-Legierungen, das auch auf Grund der Schlifffbilder und Abkühlungskurven, sowie theoretischen Überlegungen eingehend diskutiert ist. Die Mischungslücke im Cu-Mo-System wird bei 35,5 Proz. Cu, 15,5 Proz. Mo und 49 Proz. Ni geschlossen. Die Bearbeitung der ternären Mischkristalle bietet gewisse, aber zu überwindende Schwierigkeiten. Die Zerreißfestigkeit und die elektrischen Eigenschaften der Cu-Ni-Legierungen werden durch Mo-Zusatz nicht verbessert, wohl aber wird der Widerstand gegen Salzsäure dadurch bedeutend erhöht, gegen Essigsäure aber etwas verringert. Im Cu-Mo-Co-System ist der Verlauf der Mischungslücke und das Gebiet der festen Lösungen bestimmt; ferner sind die möglichen Gleichgewichte im festen Zustande mit Rücksicht auf die technische Verwendbarkeit besprochen.

BERNDT.

F. Hastings Smyth and Leason H. Adams. The system calcium oxide-carbon dioxide. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **45**, 1167—1184, 1923, Nr. 5.

SHEEL.

5. Elektrizität und Magnetismus.

Günter Wuckel. Über eine neue Methode zur Messung von Drahtwiderständen bei sehr schnellen Schwingungen. Ann. d. Phys. (4) **73**, 427—456 1924, Nr. 5/6. Wird eine Lechersche Drahtanordnung mit sinusförmigem Wechselstrom betrieben, so folgt aus der Kabeltheorie, daß für ein unendlich langes Paralleldrahtsystem der Wellenwiderstand V/J konstant und gleich der Charakteristik der Leitung ist. Stehende Wellen sind dann nicht vorhanden, vielmehr nehmen Strom und Spannung nach einer Exponentialfunktion ab, deren Exponent den Dämpfungsfaktor

$$\beta = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}$$

darstellt. Aus diesem läßt sich der Widerstand R für die betreffende Frequenz und somit auch der Skineffekt bzw. bei ferromagnetischen Substanzen auch die Permeabilität berechnen. Dieselben Bedingungen wie bei einem unendlich langen Kabel lassen sich bei einem endlichen Kabel erreichen, wenn man dasselbe an irgend einer Stelle durch einen komplexen Widerstand schließt, welcher gleich der Charakteristik des Kabels ist; in diesem Fall tritt keine Reflexion der Wellen auf. Diese Methode hat der Verf. durchgebildet und näher beschrieben; er kommt so um die Schwierigkeiten und Beschränkungen hinweg, denen Arkadiew und Kartschagin bei Messungen an Lechersystemen von endlicher Länge unterworfen waren. Als Stromquelle benutzte er die von F. Holborn angegebene Form der Ecclesschen Schaltung zweier Senderöhren, mit der er Wellen bis etwa 4 m abwärts erhielt. Der Sender war mit sämtlichen Batterien in einen geschlossenen Zinkkasten eingeschlossen, das Lechersystem unmittelbar an die Anodenseite angelötet. Als Indikator diente ein Thermoelement aus 0,015 mm starkem Manganin- und Konstantandraht im Vakuum, das bei 10 Milliamp. Belastung 10^{-3} Volt gab. Der Thermostrom wurde mit einem Zeisschen Schleifengalvanometer gemessen. Die schwache Kopplung des Empfängers mit dem Lechersystem erfolgte durch eine 10 cm lange Drahtschleife, die mittelst eines starren, verschiebbaren Glasschlittens 5 cm unterhalb des Systems aufgehängt war. Der ganze Empfänger, einschließlich des Galvanometers, ließ sich mittels eines fahrbaren Tisches längs des Drahtsystems verschieben, ohne daß sonstige relativ Lageveränderungen auftraten. Das Lechersystem selbst hatte eine Länge von 25 m, die beiden parallelen Drähte befanden sich im Abstand von 2 cm und waren $\frac{1}{2}$ m unterhalb der Decke ausgespannt. Der komplexe Widerstand, durch den das System am Ende geschlossen war, wurde so ausprobiert, daß keine stehenden Wellen mehr auftraten. Doch war es notwendig, seine Konstanten vorher durch Rechnung zu bestimmen. Er bestand aus zwei parallelen am Ende kurz geschlossenen Drähten (Manganindraht von 0,05 mm Durchmesser), zu denen eine kleine variable Kapazität parallel gelegt wurde. Der Abstand der direkt an das Lechersche System angelöteten Drähte betrug ebenfalls 2 cm, die Länge derselben und die Kapazität konnten variiert werden. Für ein Lechersystem aus Konstantandraht von 0,5 mm Durchmesser betrug die Länge des Schließungswiderstandes etwa 19 cm und die Kapazität etwa 10 cm; als Kondensator dienten zwei verstellbare Platten von 36 qcm Fläche. Außer Konstantandraht wurde noch Messingdraht, sowie Nickel- und Neusilberdraht von 0,5 bis 1 mm Durchmesser zur Messung verwendet. Ferromagnetische Substanzen sind nicht untersucht worden. In allen Fällen war der aus der Dämpfung bei Wellen von 4 bis 5 m berechnete Widerstand bis auf 1 bis 2 Proz. in Übereinstimmung mit dem aus der Theorie des Skineffektes abgeleiteten Widerstand der Drähte, so daß die Zuverlässigkeit der Methode erwiesen ist.

W. JÄGER

Wilhelm Geyger. Eine einfache Kompensationsschaltung zur Messung der Kapazität und des dielektrischen Verlustwinkels von Kondensatoren und Kabeln. Arch. f. Elektrot. **12**, 370—375, 1923, Nr. 4. In dieser Arbeit und in einer weiteren Mitteilung (Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **22**, 155—163, 1923, Heft 4) wird über ein vom Verf. bei der Hartmann & Braun A. G. ausgearbeitetes Kompensationsverfahren berichtet, welches ermöglicht, ohne Zuhilfenahme eines Vergleichskondensators Kapazität und dielektrischen Verlustwinkel von Kondensatoren und Kabeln mit einer Einstellung gleichzeitig zu messen. Das Verfahren ist bei niederen und mittleren Frequenzen anwendbar. Auch für Hochspannungsmessungen ist die beschriebene Methode geeignet. — Das zu untersuchende Meßobjekt ist über einen Ohmschen Widerstand mit der Wechselstromquelle verbunden. Die Primärschleife eines in der Kopplung veränderlichen, geeichten Lufttransformators ist über eine Selbstinduktionschleife und einen weiteren Ohmschen Widerstand ebenfalls mit der Wechselstromquelle verbunden, während die Sekundärschleife dieses Transformators über ein Wechselstrom-Nullinstrument an den dem Meßobjekt vorgeschalteten Widerstand angeschlossen ist. — Nach erfolgter Kompensation ergeben sich Kapazität C und Verlustwinkel δ aus folgenden Beziehungen:

$$C = \frac{\eta}{R \cdot r}, \quad \tan \delta = \frac{L - \eta}{R} \cdot \omega.$$

Hierin stellt R den Ohmschen Widerstand des Spulenzweiges, r den dem Meßobjekt vorgeschalteten Widerstand dar, während L die Induktivität des Spulenzweiges, η die gegenseitige Induktivität des Lufttransformators bezeichnet. ω bedeutet die an der Meßanordnung wirksame Kreisfrequenz. — Verf. berichtet an Hand von Beispielen über eine Reihe ausgeführter Messungen an Kondensatoren und elektrostatischen Meßgeräten. Es hat sich gezeigt, daß die Empfindlichkeit der Methode verhältnismäßig groß ist, so daß z. B. Kapazitäten von der Größenordnung 10^{-10} bis 10^{-11} Farad bei einer Betriebsspannung von 200 Volt und einer Frequenz von 50 Perioden noch auf 1 bis 2 Proz. genau bestimmt werden können. Als Nullinstrument benutzt man bei derartigen Messungen am besten ein auf die Grundfrequenz abgestimmtes Vibrationsgalvanometer; bei höheren Frequenzen wird statt dessen ein Hörtelefon verwendet. — Um den Einfluß störender Fremdfelder zu vermeiden, wird ein astatisch gewickelter Lufttransformator nach C. Déguisne (Arch. f. Elektrot. **5**, 303—308, 1917) benutzt. Zur Vermeidung von Störungen und Fehlerquellen durch kapazitive Einflüsse ist die Meßanordnung geerdet, derart, daß das Nullinstrument einpolig an Erde liegt. Die beschriebene Meßanordnung läßt sich in einfacher Weise so ausbilden, daß die zu messenden Werte an entsprechend geeichten Skalen unmittelbar abgelesen werden.

GEYGER.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter, Nr. 174. Elektrot. ZS. **45**, 214—215, 1924, Nr. 11.

SCHHEEL.

M. Levi. Über photoelektrische Leitfähigkeit des Diamants und anderer fluoreszierender Kristalle. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada **16**, Sekt. III, 241—256, 1922. [S. 791.]

* BEHRENDT.

Joseph Valasek. Dielectric fatigue in Rochelle salt. Phys. Rev. (2) **23**, 114, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Dielektrizitätskonstante für Rochellesalz bei 0° ist bei gewöhnlicher Ladung 800, während sie für eine Entladungszeit von 0,03 sec 720, bei einer Frequenz von $2 \cdot 10^8$ pro sec sogar 80 beträgt. Der Grund für diese Erscheinung ist entweder in der Leitfähigkeit oder der Rückstandsladung zu suchen. Die Substanz verhält sich so, als ob in ihr leitende Teilchen isoliert vonein-

ander eingebettet seien. Bei gewöhnlicher Restladung nimmt die Entladung mit der Ladungsdauer zu, bei der „dielektrischen Ermüdung“ ist es umgekehrt; allerdings gilt dies nur für eine bestimmte Polarität. Diese anomalen Effekte sind nur zwischen -20°C und $+25^{\circ}\text{C}$ beobachtet, d. h. in dem gleichen Bereich, in dem der Kristall piezoelektrisch aktiv ist. Im selben Intervall beobachtet man auch eine analoge piezoelektrische Ermüdung.

R. JAEGER.

P. W. Bridgman. The compressibility and pressure coefficient of resistance of rhodium and iridium. Proc. Amer. Acad. **59**, 107—115, 1923, Nr. 5. Aus Messungen bei Drucken p bis 1200 kg/cm^2 ergab sich für die Kompressibilität und die Widerstandserhöhung von Rhodium:

$$\text{bei } 30^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta V}{V_0} = -10^{-7} (3,72 - 2,67 \cdot 10^{-5} p) p,$$

$$\text{bei } 30^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta R}{R_{0,300}} = -10^{-6} (1,738 - 9,7 \cdot 10^{-5} p) p,$$

$$\text{bei } 75^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta V}{V_0} = -10^{-7} (3,81 - 2,67 \cdot 10^{-5} p) p,$$

$$\text{bei } 65^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta R}{R_{0,65}} = -10^{-6} (1,776 - 10,1 \cdot 10^{-5} p) p.$$

Die entsprechenden Werte für Iridium sind:

$$\text{bei } 30^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta V}{V_0} = -10^{-7} (2,68 - 1,3 \cdot 10^{-5} p) p,$$

$$\text{bei } 30^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta R}{R_{0,30}} = -10^{-6} (1,353 - 4,0 \cdot 10^{-6} p) p,$$

$$\text{bei } 75^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta V}{V_0} = -10^{-7} (2,81 - 2,2 \cdot 10^{-5} p) p,$$

$$\text{bei } 95^{\circ}\text{C} \quad \dots \quad \frac{\Delta R}{R_{0,95}} = -10^{-6} (1,340 - 3,9 \cdot 10^{-6} p) p.$$

Iridium hat danach von allen Metallen die geringste Kompressibilität. Der spezifische Widerstand bei 0° und 1 Atm. ist für Rhodium $4,9 \cdot 10^{-6}$, für Iridium $6,61 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^{-1}$.

W. MEISSNER.

S. S. Mackeown. The Hall effect and specific resistance of cathodically deposited films of gold. Phys. Rev. (2) **21**, 708, 1923, Nr. 6. Die benutzten dünnen Schichten hatten eine Oberfläche von 7 qcm ; ihre Dicke, die bestimmt wurde durch Wägung des auf sehr dünnen Glimmer niedergeschlagenen Goldes, betrug zwischen 5 und $80\text{ m}\mu$. Dabei wurde die Dichte als normal angenommen. Die Durchlässigkeit für monochromatisches Licht wurde gemessen und das Beersche Gesetz als gültig gefunden. Dadurch ergab sich ein gangbarer Weg zur Bestimmung der Dichte der für die Messung des Hall-Effektes und des Widerstandes benutzten Schichten. Für den Hall-Effekt ergab sich dieselbe Konstante wie für massives Gold, unabhängig von der Stromstärke, der magnetischen Feldstärke und der Dicke. Sie wurde nicht beeinflusst durch Wärmebehandlung oder Alterung der Schichten. Der spezifische Widerstand wuchs rapide mit Abnahme der Dicke: bei der dünnsten Schicht war er etwa 15 mal so groß wie der normale Wert. Er konnte stark verändert werden durch Wärmebehandlung und Alterung. Die Ergebnisse sprechen für die Theorie, daß der hohe spezifische Widerstand der durch Zerstäubung gewonnenen Schichten auf unvollkommenen Kontakt der Partikel zurückzuführen ist. FR. HOFFMANN

Edwin Bidwell Wilson. Electric Conduction: Hall's theory and Perkins' phenomenon. Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 135—140, 1923, Nr. 4. Verf. erörtert einige Punkte, die gegen die Theorie der freien Elektronen sprechen, und sucht sodann die Perkinsschen Messungen auf Grund der Hallschen Theorie der elektrischen Leitung zu erklären: Nach der letzteren beruht die Leitung hauptsächlich auf der Wirkung der positiven Ionen des Leiters, und Perkins fand, daß der Widerstand von Graphit bei negativer Aufladung wächst. Verf. findet auf Grund angenäherter Rechnung, daß beides in Übereinstimmung ist, wobei er annimmt, daß unter der Wirkung der negativen Aufladung eine Verkleinerung der im Leiter vorhandenen Ionisierung eintritt. Den entgegengesetzten, sehr viel kleineren Effekt bei Gold schiebt Verf. darauf, daß der Perkinssche Effekt nur bei schlechten Leitern mit geringer Ionisation beobachtbar sei. Verf. findet ihn nämlich proportional n/N , wenn n die Zahl der zugefügten Elektronen und N die Zahl der ionisierten Atome pro Kubikzentimeter ist.

W. MEISSNER.

W. Tuyn and H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. S. On the electrical resistance of pure metals etc. XII. Measurements concerning the electrical resistance of indium in the temperature field of liquid helium. Comm. Phys. Lab. Leiden, Nr. 167, S. 1—9, 1923. Zur Untersuchung des Indiums auf Supraleitfähigkeit wurden die Verff. dadurch geführt, daß es im periodischen System neben Zinn und über Thallium, welche beide supraleitend sind, steht. Das Indium wurde in Form von 0,17 mm dickem Draht verwendet, wobei der Widerstand bei 0° C etwa 5 Ohm war. Von drei Proben wurde die eine bei einer um 0,002° höheren Temperatur supraleitend als die beiden anderen. Bei den letzteren erfolgte das Verschwinden des Widerstandes etwa bei 3,41° innerhalb 0,006°. Eine weitere Probe wurde erst bei 3,38° supraleitend und hatte kurz vorher noch 0,137 ihres Widerstandes bei 0° C, während für die anderen Proben der entsprechende Wert 0,0338 war. Der große Restwiderstand der einen Probe scheint auf die ganze Länge verteilt zu sein. — Aus der Stellung von Gold im periodischen System folgern die Verff., daß Gold vielleicht überhaupt nicht supraleitend wird.

W. MEISSNER.

G. Breit. Transients of Magnetic Field in Supra-conductors. Proc. Amsterdam 26, 529—541, 1923, Nr. 7/8. Die Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, wie ein magnetisches Feld auf die Supraleitfähigkeit wirkt, von der mit Silsbee angenommen wird, daß sie nur von Temperatur und magnetischer Feldstärke abhängt. Die mathematische Schwierigkeit des Problems besteht darin, daß bei gleicher Temperatur je nach der Feldstärke zwei verschiedene Zustände möglich sind. Verf. geht von den Maxwell'schen Gleichungen bei Zylindersymmetrie aus, behandelt also den Leiter als Kontinuum. Er erhält mit Hilfe von geeigneten Vereinfachungen für die Eindringtiefe eines plötzlich auftretenden magnetischen Feldes in den Supraleiter den Wert $x_c = 1,6 \sqrt{t}$, wenn t die Zeit seit dem Auftreten des Feldes ist, das die Stärke $2,77 X_c$ hat, wobei X_c den Schwellenwert der Feldstärke bedeutet. Im Innern des Supraleiters bleibt das Feld unverändert. Es wird lediglich ein Oberflächenstrom durch das eindringende Feld erzeugt. — Ist die Supraleitfähigkeit durch das äußere Feld X_1 ganz zerstört und wird dies dann plötzlich auf X_2 erniedrigt, so entsteht Supraleitfähigkeit zunächst an der Oberfläche des Körpers. Die Dicke der supraleitenden Schicht wird in erster Annäherung:

$$x_c = \sqrt{t} \sqrt{\pi} \frac{X_c - X_2}{X_1 - X_c} \frac{\sqrt{\beta_1}}{\beta_2}.$$

Hierbei ist t die Zeit seit dem Erniedrigen des Feldes, X_c wieder der Schwellenwert, $\frac{4\pi}{\beta_2} = \sigma_2$ der spezifische Widerstand im supraleitenden Zustand (nahezu Null), $\frac{4\pi}{\beta_1}$ der spezifische Widerstand beim hohen Feld X_1 . Wäre σ_2 wirklich Null, so würde danach die Supraleitfähigkeit also unendlich langsam in den Körper eindringen. In zweiter Annäherung gilt dies freilich, wie Verf. zeigt, nicht. Aber die Supraleitfähigkeit braucht zum Eindringen in eine Tiefe von Moleküldurchmesser eine schon meßbare Zeit. — Schließlich behandelt Verf. noch den Fall, daß das äußere Feld, dessen Stärke größer als X_c ist, plötzlich das Vorzeichen wechselt. Auch in diesem Fall ergibt sich die Dicke der vorübergehend auftretenden supraleitenden Schicht von der Größenordnung der Moleküldurchmesser. W. MEISSNER.

G. Breit. The threshold current carried by a supraconducting wire. Phys. Rev. (2) **23**, 114, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) In der Arbeit im Bur. Stand. Sci. Pap. Nr. 307 nahm Silsbee in Erweiterung seines ursprünglichen Satzes zur Erklärung des Schwellenwertes der Stromstärke in Supraleitern als Folge des auftretenden magnetischen Feldes folgendes an: Es besteht eine Übergangsschicht, in welcher die Stromdichte Werte hat, die zwischen den dem supraleitenden und dem gewöhnlichen Zustand entsprechenden liegen. Verf. gibt an, daß er statt dessen Übergangswerte für die Leitfähigkeit eingeführt habe, derart, daß dieselbe linear von der magnetischen Feldstärke abhängt. Falls die Übergangsschicht unendlich dünn wird, führe dies zu der von Langevin gegebenen Darstellung des Silsbeeschen Satzes. W. MEISSNER.

P. W. Bridgman. The effect of tension on the thermal and electrical conductivity of metals. Proc. Amer. Acad. **59**, 117—137, 1923, Nr. 6. [S. 798.] MEISSNER.

W. Geiss und J. A. M. van Liempt. Zur Deutung der Kaltbearbeitung auf Grund elektrischer Messungen. ZS. f. anorg. Chem. **133**, 107—112, 1924, Nr. 1. [S. 755.] BERNDT.

J. E. Verschaffelt. Die Polarisation der Elektroden. III. Rec. trav. chim. Pays-Bas **43**, 125—134, 1924. Verf. untersucht eingehend die Vorgänge in der elektrolytischen Zelle bei zwei- und mehrionigen Elektrolyten, besonders die Größe des Einflusses, den die Konzentrationsdifferenz und die Stromdichte neben dem elektrischen Widerstand auf die Potentialdifferenz ausübt. Mathematische Betrachtungen über die osmotischen Grundlagen der Vorgänge des Ionentransports, der Zusammenhänge zwischen elektromotorischer Kraft, Stromdichte und Potentialdifferenz müssen im Original nachgelesen werden. Praktisch kann die Konzentration der Anionen und Kationen gleichgesetzt werden. Der Potentialsprung an den Elektroden steht in mathematischer Abhängigkeit von der Stromdichte. Im Falle der dreiteiligen Zelle, deren mittleres Fach gerührt wird, während sich an den Elektroden ungerührte Grenzschichten bilden, konnte die Beziehung zwischen Stromdichte und elektromotorischer Kraft festgelegt werden. Das Gesetz der Konstanz der Ionenprodukte konnte auf Grund der osmotischen Theorie der elektromotorischen Kräfte bewiesen werden. *HORST.

A. Günther-Schulze. Der Normalgradient von Gasen und Gasgemischen bei der selbständigen Entladung. ZS. f. Phys. **22**, 70—97, 1924, Nr. 1/2. Bei der selbständigen Glimmentladung in Gasen wird von den beiden Elektroden genau

diejenige Ionenmenge geliefert, deren der Strom bedarf, wobei den von der Kathode gelieferten Elektronen vorwiegend die Aufgabe des Stromtransportes zufällt, während es den von der Anode gelieferten Kationen obliegt, die von den Elektronen erzeugte Raumladung auf den geringen Betrag herabzusetzen, der den Elektronen und den Kationen das zu ihrer Wanderung nötige Spannungsgefälle liefert. Werden die Gefäßwände so weit entfernt, daß sie dieses Gefälle nicht mehr beeinflussen, so wird es zu einer für das in Frage stehende Gas charakteristischen, von äußeren Bedingungen unabhängigen Größe. Diese Größe wird „Normalgradient“ σ_g des Gases genannt. — Bei der Messung von σ_g müssen folgende Bedingungen erfüllt sein: a) Planparallele Elektroden größerer Ausdehnung; b) Wände so weit entfernt, daß sie ohne Einfluß sind; c) Messungen so variiert, daß sich auf die Temperaturerhöhung Null in der Gasstrecke extrapolieren läßt; d) Kathode auf konstanter Temperatur. — σ_g wurde für die Gase He, Ne, Ar, H₂, N₂, O₂, H₂O gemessen. σ_g ist am kleinsten in Ne (0,493 Volt/cm, mm Hg bei 1 mm Druck und 27°C), am größten in H₂O (50 Volt/cm, mm Hg). Der Weglängengradient g beträgt in Ne 0,0277 Volt und in H₂O 0,93 Volt. — Die Untersuchung der Gasgemische O—He, O—H, Ar—H, Ar—O, N—O ergibt, daß die Formen der Kurven von σ_g und des normalen Kathodenfalles eine ganz auffällige Übereinstimmung zeigen, so daß für beide die gleiche Erklärung gelten muß. — Die Berechnung der Elektronengeschwindigkeiten und des Dissoziationsgrades mit Hilfe der von G. Hertz abgeleiteten Formeln ergibt: a) Die Stoßverluste sind in H und N zwar deutlich größer, als dem rein elastischen Stoß entspricht, aber immer noch sehr gering. Erst in H₂O erreichen sie etwa 1 Proz. der Elektronenenergie. b) Die Beweglichkeit der Elektronen ist, auf Atmosphärendruck umgerechnet, in He 1880, in Ne 1330, in Ar 590 cm²/Voltsec. (Die Beweglichkeit der Molionen in Luft von Atmosphärendruck beträgt rund 1,5 cm²/Voltsec, die elektrolytischer Ionen 0,0006 cm²/Voltsec.) c) Die Dissoziationsgrade sind von der Größenordnung 10⁻⁸.

GÜNTHER-SCHULZE.

C. Davisson. A Note on the Thermodynamics of Thermionic Emission. Phil. Mag. (6) 47, 544—549, 1924, Nr. 279. Bei der Ableitung des Richardsonschen Gesetzes auf thermodynamischer Grundlage wird ein reversibler Prozeß mit einem Elektronengas vorgenommen, das im Gleichgewicht mit einem glühenden Körper steht und in einem Raum mit undurchlässigen, reflektierenden Wänden eingeschlossen ist. Infolge der Ladung des Elektronengases ändern sich Dichte und Druck des Gases von Ort zu Ort. Diese Schwierigkeit wird durch die Annahme niedriger Temperatur, d. h. sehr geringer Dichte umgangen und so die Beziehung für den Druck

des Elektronengases $p = ATe^{\int \frac{\omega dT}{kT^2}}$ gewonnen (ω Austrittsarbeit). Es wird nun eine Ableitung dieser Formel ohne die obige Einschränkung gegeben, indem ein Kondensator, bestehend aus zwei ebenen Platten, betrachtet wird, von denen die eine ($x = 0$) Elektronen emittiert, die andere ($x = X$) nur als Reflektor wirkt. Für eine isotherme Expansion AX in diesem Kondensator gilt nach Clausius:

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{1}{T} \left(\frac{\omega}{e} \frac{\partial E}{\partial X} + \frac{\partial W}{\partial X} + p \right),$$

worin E die Gesamtladung des Elektronengases pro Flächeneinheit der emittierenden Oberfläche und W die gesamte elektrostatische Energie gleichfalls pro Flächeneinheit sind. Die Ladungsdichte σ , bezogen auf die Flächeneinheit, berechnet sich hieraus als Funktion von x zu: $\sigma = \sigma_1 \sec^2 \left(\frac{2\pi e \sigma_1}{kT} \right)^{1/2} (X - x)$, worin σ_1 ,

die Ladungsdichte an der reflektierenden Fläche, eine Konstante ist. Durch Auswertung der Größen E und W und Differentiation nach X folgt dann weiter für die

Ladungsdichte σ_0 an der emittierenden Oberfläche: $\sigma_0 = A \cdot e^{\int \frac{\omega dT}{kT^2}}$ in Übereinstimmung mit der obigen Gleichung: $p = A \cdot T \cdot e^{\int \frac{\omega dT}{kT^2}}$. A. GEHRTS.

C. Davisson. A note on the thermodynamics of thermionic emission. Phys. Rev. (2) **23**, 113, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei der üblichen thermodynamischen Behandlung der Elektronenemission wird das Gleichgewicht zwischen heißer Oberfläche und der Elektronenwolke unter der Annahme betrachtet, daß die Dichte der Elektronenwolke so gering ist, daß von der Raumladung abgesehen werden kann; dann ist die Raumdichte der Elektronen gleichförmig. Die Formel für den Sättigungsstrom gilt dann nur bei nicht zu hohen Temperaturen. Diese Beschränkung fällt fort, wenn die ungleichförmige Raumdichte der Elektronen, die durch die Raumladung hervorgerufen wird, berücksichtigt wird. Man erhält dann dieselbe Beziehung für den Sättigungsstrom bei der einfachen Überlegung. MINKOWSKI.

C. Davisson. The relation between thermionic emission and contact difference of potential. Phys. Rev. **23**, 299, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Sind i_1 und i_2 die Elektronenstromdichten zweier Substanzen 1 und 2 und V das Kontaktpotential von 2 gegen 1, so folgt nach Überlegungen von Richardson

$\ln \frac{i_2}{i_1} = \frac{V \cdot e}{k \cdot T}$. Bilden die Substanzen 1 und 2 abwechselnd die eine Belegung eines ebenen Kondensators, so fließen, wie auf Grund ähnlicher Betrachtungen wie oben folgt, zur anderen Belegung gegen ein verzögerndes Potential Ströme gleicher Dichte, vorausgesetzt, daß das verzögernde Potential noch eine Überwindung der Raumladungsschwelle durch die Elektronen zuläßt. Sind die Substanzen 1 und 2 Drähte gleichen Durchmessers und gleicher Temperatur, die sich abwechselnd in der Achse ein und derselben Zylinderanode befinden, so sind die Ströme, die gegen ein verzögerndes Potential nach der Zylinderanode fließen, dementsprechend nahezu einander gleich, wobei das Verhältnis der Stromdichten $\frac{i_2}{i_1}$ mit wachsendem verzögerndem Potential sich immer mehr dem Wert 1 nähert. Versuche an thorierten Wolframfäden bestätigen diese Schlüsse. Während z. B. im Verlauf der Aktivierung die Emission auf das Tausendfache steigt, wächst der Strom nach der Zylinderanode gegen ein verzögerndes Potential von 1 Volt nur um das 1,5fache. A. GEHRTS.

Suresh Chandra Roy. On the Law and Mechanism of the Emission of Electrons from Hot Bodies. Phil. Mag. (6) **47**, 561—569, 1924, Nr. 279. Nach einem kurzen Überblick über die bisher bekannten theoretischen Ableitungen des Emissionsgesetzes für glühelektrische Elektronen (Gesetz von Richardson) wird eine neue Ableitung des Emissionsgesetzes $J = A T^2 e^{-\frac{b_0}{T}}$ gegeben, die den Emissionsvorgang als thermodynamisch äquivalent mit dem Verdampfungsvorgang behandelt. Unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die Elektronen im Außenraum Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung haben ($C_p = 5/2 R$) und als ideales Gas betrachtet werden können, lautet die Dampfdruckformel:

$$\ln p = \frac{L_0}{RT} + \frac{5}{2} \ln T - \frac{1}{R} \int_0^T \frac{E_f dT}{T^2} + C$$

L_0 latente Verdampfungswärme bezogen auf ein Grammatom im absoluten Nullpunkt der Temperatur, C chemische Konstante ($C = \frac{(2\pi m)^{3/2} k^{5/2}}{h^3}$ nach Sackur und Tetrode für einatomige Gase), E_f Energieinhalt des festen Körpers pro Grammatom bei der Temperatur T . Nach Born und Kármán bilden die Elektronen im Innern des Metalles Raumgitter genau wie die Atome. Der Energieinhalt dieser Elektronenraumgitter beträgt nach der Quantentheorie: $E_f = \sum_{i=1}^{i=3N} \frac{h \nu_i}{e^{h \nu_i / k T} - 1}$. Die Elektronenraumgitter nehmen an der Wärmebewegung teil; in Anbetracht der kleinen Elektronenmasse sind aber die Elektronenschwingungen von sehr hoher Frequenz. Wird angenommen, daß die glühelektrisch und lichtelektrisch ausgelösten Elektronen identisch sind, dann muß die Frequenz ν der Elektronenschwingungen gleich oder größer als die Grenzfrequenz (Größenordnung 10^{14} bis 10^{15} für verschiedene Metalle) des lichtelektrischen Effektes sein. Für Temperaturen zwischen 0 und 10000° abs. ist also $h \nu \gg k T$ und folglich: $\int \frac{E_f dT}{T^2} = 0$. Unter Benutzung des Energieansatzes von Einstein für lichtelektrische Elektronen: $h \nu = \frac{1}{2} m v^2 + \Phi$, der für $T = 0^\circ$ abs. die Form: $h \nu_0 = \Phi_0 = \frac{L_0}{N}$ (ν_0 Grenzfrequenz) annimmt, lautet die Dampfdruckgleichung:

$$\ln p = -\frac{h \nu_0}{k T} + \frac{5}{2} \ln T + C \quad \text{oder} \quad p = \frac{(2\pi m)^{3/2} k^{5/2} T^{5/2}}{h^3} e^{-h \nu_0 / k T},$$

aus der das Emissionsgesetz:

$$J = \frac{2\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{-h \nu_0 / k T} \quad \text{oder} \quad J = A T^2 e^{-b_0 / T}$$

folgt. Die eingepprägten Potentiale Φ_0 für verschiedene Metalle lassen sich demnach glühelektrisch

$$\Phi_0 = \frac{k b_0}{e} = 0,862 \cdot 10^{-4} \cdot b_0 \text{ Volt}$$

und lichtelektrisch

$$\Phi_0 = \frac{h \nu_0}{e} = \frac{h c}{e \lambda_0} = \frac{12,36 \cdot 10^{-5}}{\lambda_0} \text{ Volt}$$

berechnen. Ein Vergleich der auf Grund des vorliegenden Beobachtungsmaterials so berechneten Φ_0 -Werte miteinander rechtfertigt die Annahme der Identität der lichtelektrisch und glühelektrisch ausgelösten Elektronen hinsichtlich ihrer Existenzform im Innern der Metalle. Die Annahme von Wilson, daß die Glühemission ein lichtelektrisches Resonanzphänomen ist, das durch das eigene Licht des glühenden Körpers hervorgerufen wird, scheint hiernach möglich. Ein Vergleich der Resonanzpotentiale der Dämpfe der Alkali und Erdalkali mit den Φ_0 -Werten scheint diese Annahme auch zu begünstigen. A. GEHRTS.

O. W. Richardson. Electron emission from metals as a function of temperature. Phys. Rev. (2) **23**, 153—155, 1924, Nr. 2. Verf. weist darauf hin, daß das von Dushman jüngst abgeleitete Emissionsgesetz $j = A T^2 e^{-b_0 / T}$ von ihm bereits in den Jahren 1912 bis 1915 aufgestellt sei. Das Emissionsgesetz sei auch in dieser Form mathematisch eine Annäherung; unter Berücksichtigung dieser Tatsache habe Verf. bereits 1915 die Größe A als universelle Konstante bezeichnet und den Beweis

durch Anwendung der elementaren Thermodynamik auf das Elektronengas erbracht. Eine genaue Berechnung des Sättigungsstromes würde die Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten der Elektronenreflexion an Metallen erfordern; wohl aber läßt sich für den Gleichgewichtszustand Druck und Dichte des Elektronengases ermitteln, die der Näherungsgleichung: $i = A T^2 e^{-b_0/T}$ für den Sättigungsstrom entsprechen. Auch in diesen Gleichungen tritt eine im gleichen Sinne universelle Konstante auf. Zum Schluß berichtet Richardson eine irrümliche Auffassung Dushmans seiner Kritik an den Versuchen von Lester.

A. GEHRTS.

S. Dushman. Electron emission from metals as a function of temperature; added note. Phys. Rev. **23**, 156, 1924, Nr. 2. Nur für reine kristalline Substanzen (W, Mo, Ta) hat die universelle Konstante A im Emissionsgesetz den Wert $60,2 \text{ Amp./cm}^2 \text{ grad}^2$. Für einen vollständig thorierten Wolframdraht hat A nur ein Zehntel des obigen Wertes und nimmt in dem Maße zu, wie die Thorschicht verschwindet. Das gleiche Verhalten hat Kingdon an cäsiumbedeckten Wolframdrähten beobachtet und ist ferner an oxydbedeckten Platindrähten zu vermuten. Zur Erklärung dieses Befundes wird die Deutung des dritten Hauptsatzes der Thermodynamik durch Lewis herangezogen, wonach nur für reine kristalline Substanzen im absoluten Nullpunkt der Temperatur die Entropie Null ist, während sie für Substanzen, die kein regelmäßiges Gitter besitzen, größer als Null ist. Die letzte Gruppe von Substanzen würde dementsprechend einen kleineren Wert A besitzen.

A. GEHRTS.

K. H. Kingdon and Irving Langmuir. Electron emission from caesium-covered filaments. Phys. Rev. (2) **23**, 112—113, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei Anwesenheit von Cs-Dampf bildet sich auf der Oberfläche eines reinen Wolframdrahtes eine einatomige Adsorptionsschicht von Cs. Enthält das Versuchsgefäß Cs bei 30°C , so ist die maximale Elektronenemission $88 \cdot 10^{-6} \text{ Amp./cm}^2$ bei 690° abs. Fadentemperatur. Bei höherem Cs-Dampfdruck bleibt die Adsorptionsschicht bei höheren Fadentemperaturen erhalten, die maximale Emission steigt infolgedessen, und zwar ungefähr proportional dem Dampfdruck. Wird die Oberfläche des Drahtes vor der Bildung der Cs-Schicht mit CO oder O_2 verunreinigt, so haftet die Cs-Schicht fester, bleibt bei höheren Temperaturen erhalten und die Maximalemission ist infolgedessen größer. Bei Vorbehandlung mit Sauerstoff und Temperatur des Versuchsgefäßes 30°C ist die Maximalemission etwa $350 \cdot 10^{-3} \text{ Amp./cm}^2$ bei 1000° abs. , entsprechend einer Elektronenemission von $0,38 \text{ Amp.}$ für 1 Watt Heizenergie. Ähnliche Effekte können bei Behandlung von Mo und Th mit O_2 und Cs erhalten werden.

MINKOWSKI.

A. T. Waterman. The variation of thermionic emission with temperature and the concentration of the free electrons within conductors. Phys. Rev. **23**, 299, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einer früheren Arbeit (Phys. Rev. **22**, 268, 1923) ist das Emissionsgesetz $i = A T^\alpha e^{-\beta/T}$ auf thermodynamischer Grundlage abgeleitet. A ist eine Materialkonstante, α hängt von der Valenz ab und liegt zwischen 2 und dem gebräuchlichen $\frac{1}{2}$. Das aus A und den experimentellen Werten ermittelte β stimmt mit dem direkt gemessenen β für Pt, Mo, W, Ni, Ta, Ca, CaO , BaO und SrO gut überein. Eine Annäherungsberechnung auf dieser Grundlage ergibt, daß die Gleichgewichtskonzentration der freien Elektronen in einer Anzahl von Metallen bei 0°C von der Größenordnung 10^{17} pro Kubikzentimeter ist. Diese Größenordnung erscheint erstaunlich klein, doch wird so die Schwierigkeit bezüglich des Beitrages der freien Elektronen zur spezifischen Wärme der Leiter umgangen.

A. GEHRTS.

J. F. Congdon. The Kinetic Energy of Electrons emitted from a Hot Tungsten Filament in an Atmosphere of (a) Argon, (b) Hydrogen. Phil. Mag. (6) **47**, 458—465, 1924, Nr. 278, Februar. Nach dem Vorgange von H. H. Potter (Phil. Mag. **46**, 768, 1923, November) wird die Elektronenemission eines Wolframdrahtes (0,05 mm Durchmesser und 35 mm Länge), der sich in der Achse eines Kupferzylinders befindet, im Hochvakuum, in Argon und in Wasserstoff gemessen und es werden die Werte $\ln \frac{i}{i_0}$ als Funktion der verzögernden Spannung V aufgetragen (i übergehender Elektronenstrom, i_0 Sättigungsstrom). Aus der Neigung dieser Kurven folgt, daß im Hochvakuum die mittlere kinetische Energie der von einem glühenden Wolframdraht emittierten Elektronen in guter Übereinstimmung mit den Folgerungen aus dem Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz ist. In Argon bleibt bis zu einem Druck von 3 cm die lineare Beziehung zwischen $\ln \frac{i}{i_0}$ und V bestehen und die Neigung der Kurve — und somit die mittlere kinetische Energie der Elektronen — ist die gleiche wie im Hochvakuum. Bei Drucken von 4,5 cm und mehr gilt zwar noch die lineare Beziehung, doch ist die Neigung bedeutend kleiner (vermutlich Einfluß lokaler Felder auf der Drahtoberfläche oder Unreinheiten im Gase). In Wasserstoff ist auch bei niederen Drucken die Neigung der Kurve $\ln \frac{i}{i_0} = f(V)$ bedeutend kleiner, die gemessene mittlere kinetische Energie also beträchtlich höher als im Vakuum, wobei die Geradlinigkeit der Kurve bestehen bleibt. Die Neigung hängt nicht einfach vom Druck ab, sondern es spielt die Vorbehandlung des Drahtes wesentlich mit. Zur Erklärung dieses Befundes werden zwei Deutungen von Richardson angeführt: 1. Dank des Wasserstoffdruckes ist die Drahtoberfläche in einem Zustand der Polarisierung und die Elektronen werden mit übernormaler Geschwindigkeit emittiert, oder 2. die Elektronen verlassen die Kathode mit Maxwell'scher Verteilung, die durch lokale Felder modifiziert wird und so zu den abnormen gemessenen Werten Veranlassung gibt.

A. GEHRTS.

William P. Jesse. On the relative ionization in different gases for slow-moving electrons. Phys. Rev. (2) **23**, 111, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wird die Anzahl der positiven Ionen gemessen, die gebildet werden, wenn Elektronen von 200 Volt Geschwindigkeit verschiedene Gase durchqueren. Bei Variation des Druckes zwischen 10^{-5} und 10^{-3} mm ergab sich in jedem Gas ein linearer Zusammenhang zwischen Druck und Ionenzahl. Setzt man die Zahl der gebildeten Ionen für Ne gleich 1, so wird sie für He 0,487; CO 3,44; H_2 0,91; CH_4 3,45; A 4,33.

MINKOWSKI.

Wm. M. Young. Determination of the mobility of the ions in the corona discharge. Phys. Rev. (2) **23**, 112, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Direkte Messungen der Beweglichkeit der Ionen von CO_2 , N_2 und O_2 in der Ringentladung zur Prüfung von Überlegungen von J. Kunz. Die erhaltenen Werte stimmen mit den von diesem aus dem Druckzuwachs hergeleiteten überein.

MINKOWSKI.

Henry A. Erikson. On the isolation of the initial and final positive air ions. Phys. Rev. (2) **23**, 110—111, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Frühere Untersuchungen des Verf. haben die Existenz zweier Arten von positiven Ionen in Luft gezeigt, von denen die eine in etwa 0,1 sec aus der frischgebildeten anderen entsteht. Durch Steigerung der Luftgeschwindigkeit auf 2 m/sec und Erhöhung des Feldes quer zum Luftstrom konnte jetzt in Luft, die beide Ionensorten enthält, die gleichzeitige Existenz beider Sorten nachgewiesen werden.

MINKOWSKI.

A. Ll. Hughes and Elias Klein. The ionizing efficiency of electrons at different energies of impact. Phys. Rev. (2) **23**, 111, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Elektronen von einem Wolframglühdraht werden zwischen diesem und einer durchlöcherten Platte beschleunigt; ein kleiner Bruchteil tritt in den Raum zwischen der Platte und dem ebenen Auffänger. Durch ein Gegenfeld werden die Elektronen am Erreichen des Auffängers verhindert und es wird der positive Ionenstrom in Abhängigkeit von der beschleunigenden Spannung gemessen. Es wird eine Formel hergeleitet, die den Bruchteil der Zusammenstöße, der bei einer bestimmten Geschwindigkeit der Elektronen zur Ionisierung führt, aus dem Potential der durchlöcherten Platte, dem Abstand Platte—Auffänger, dem Druck und der freien Weglänge zu entnehmen gestattet. Dieser Bruchteil steigt von der Ionisierungsspannung zu einem Maximum und fällt dann langsam. Lage des Maximums und Bruchteil der ionisierenden Stöße sind für He 147 Volt und 0,11; Ne 162 Volt und 0,14; A 80 Volt und 0,35; H₂ 74 Volt und 0,21; N₂ 101 Volt und 0,27; CH₄ 80 Volt und 0,32. MINKOWSKI.

M. A. Tuve. Impact ionization by low speed positive ions. Phys. Rev. (2) **23**, 111, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Durch Elektronenstoß erzeugte Hg-Ionen treten nach Durchlaufen einer Potentialdifferenz, die zwischen 25 und 240 Volt variiert wurde, in eine Ionisationskammer, wo sie mit Hg-Atomen zusammenstoßen; der Dampfdruck ist so gewählt, daß die mittlere freie Weglänge ein Viertel der Kammerlänge beträgt. Die Differenz zwischen dem gemessenen Elektronenstrom und dem Elektronenstrom, der infolge lichtelektrischen Effekts erhalten wird, wenn positive Ionen und Sekundärelektronen durch geeignete Felder ferngehalten werden, gibt ein Maß für die Stoßionisation nur, wenn keine Sekundärelektronen auftreten, sonst eine obere Grenze. Das Verhältnis dieser Differenz zum Gesamtstrom der positiven Ionen betrug $\frac{1}{7300}$ bei 25 Volt, $\frac{1}{5600}$ bei 115 Volt und $\frac{1}{4500}$ bei 240 Volt. Die Druckabhängigkeit der Werte zeigt, daß im wesentlichen Sekundäreffekte auftreten, und daß die Stoßionisation bei diesen Geschwindigkeiten nur schwach war, denn bei Druckverkleinerung, bei der Stoßionisation unwahrscheinlicher wird, wird das Verhältnis größer. MINKOWSKI.

A. J. Saxton. Impact Ionization by Low-Speed Positive H-Ions in Hydrogen. Phil. Mag. (6) **44**, 809—823, 1922, Nr. 263. Positive Ionen, die in Wasserstoff durch Elektronenstoß erzeugt werden, treten nach Durchlaufen einer bestimmten Potentialdifferenz in einen Ionisationsraum. Dort wird der Strom zu einem Auffänger in Abhängigkeit von einem die Ionen verzögernden, die Elektronen beschleunigenden Feld gemessen; aus dem Auftreten eines Elektronenstromes wird auf das Eintreten von Ionisation geschlossen. Es ergab sich, daß Ionen mit einer Geschwindigkeit von 18 Volt bereits ionisierend wirken; kleinere Geschwindigkeiten konnten nicht untersucht werden. Die Ausbeute an ionisierenden Zusammenstößen scheint für positive Ionen kleiner zu sein als für Elektronen. MINKOWSKI.

P. Zeeman und H. W. J. Dik. Weitere Beobachtungen über eine Beziehung zwischen den Spektren des ionisierten Kaliums und des Argons. Ann. d. Phys. (4) **71**, 199—203, 1923, Nr. 9/12. [S. 786.] KOSSEL.

H. E. Farnsworth. Electronic bombardment of copper. Phys. Rev. (2) **23**, 113, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Messungen der Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen von einer durch Erhitzen bis nahe der Schmelztemperatur gereinigten Cu-Oberfläche zeigen das Auftreten unelastischer Stöße der

Primärelektronen bei 3,8 Volt und 7,7 Volt, entsprechend der mit der $h\nu$ -Beziehung aus spektroskopischen Daten berechneten Resonanz- bzw. Ionisierungsspannung. Die Kurve, die das Verhältnis des Sekundärstromes zum Primärstrom als Funktion der Primärgeschwindigkeit gibt, zeigt ebenfalls Knicke bei diesen Spannungen. MINKOWSKI.

S. R. Milner. Does an Accelerated Electron necessarily radiate Energy on the Classical Theory? Phil. Mag. (6) **44**, 1052, 1922, Nr. 263. Der Verf. macht darauf aufmerksam, daß der von ihm seinerzeit behandelte Fall beschleunigter strahlungsfreier Elektronenbewegungen (diese Ber. **2**, 890, 1921, ferner G. H. Livens, diese Ber. **23**, 327, 1922) unmittelbar aus den Ergebnissen Borns über die „Hyperbelbewegung“ eines Elektrons in der Relativitätstheorie (Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909) gefolgert werden kann.

A. SMEKAL.

G. A. Schott. Does an Accelerated Electron necessarily radiate Energy on the Classical Theory? Phil. Mag. (6) **45**, 769—777, 1923, Nr. 268, April. Der Verf. weist zunächst darauf hin, daß er unter anderem auch das in der Überschrift genannte Problem für den von Milner behandelten Fall (s. vorstehendes Referat), und zwar mit dem gleichen Ergebnis behandelt habe (Phil. Mag. **29**, 49, 1915). Er bespricht dann die oben erwähnte Bornsche Untersuchung und meint, daß der dort angegebene Nachweis der Strahlungsfreiheit des beschleunigten Elektrons einer Ergänzung bedarf, bezüglich deren er wieder auf seine eigene Untersuchung verweist. Nachdem er einige weitere Punkte der Bornschen und Milnerschen Arbeiten diskutiert hat, bezüglich welcher auf das Original verwiesen werden muß, behandelt er ganz allgemein das Problem, unter welchen Bedingungen ein beschleunigtes Elektron sich strahlungsfrei bewegt. Er geht hierzu von der allgemeinen Vektor-Bewegungsgleichung eines Elektrons unter dem Einfluß einer beliebigen äußeren Kraft aus, welche im vorliegenden Falle in zwei Gleichungen zerfällt, von denen die eine fast unmittelbar abzulesen gestattet, daß die Elektronenbahnkurve eine Ebene sein muß. Die Integration des Problems ergibt, daß die Kurve im allgemeinen eine Hyperbel ist und die zu ihrer Erzeugung notwendige Kraft eine Zentralkraft mit einer konstanten Komponente in der Richtung der reellen Hyperbelachse. Die Kraft ist also von einem Potential nicht ableitbar, kann aber durch ein zur reellen Hyperbelachse paralleles, homogenes elektrostatisches Feld in Verbindung mit einem homogenen, senkrecht zur Hyperbel-Ebene verlaufenden magnetischen Felde realisiert werden. Verschwindet das letztere, so wird die Bewegung geradlinig und man erhält damit als Spezialfall das Milnersche Problem und die Bornsche Hyperbelbewegung. Das Elektron strahlt hierbei streng genommen ununterbrochen auf irreversible Weise Energie aus, doch wird sein Energieverlust dauernd auf Kosten seiner Beschleunigungsenergie ersetzt. Die obigen Betrachtungen sind daher nicht geeignet, in irgend einem Sinne den Gegensatz zwischen der Strahlungsfreiheit Bohrscher Elektronenbahnen und der klassischen Elektrodynamik zu überbrücken. Hinsichtlich der gleichen Frage bei geschlossenen Elektronenbahnen verweist der Verf. auf eine eigene frühere Untersuchung (Phil. Mag. **36**, 243, 1918), sowie auf eine solche von H. Bateman (Proc. Nat. Acad. Amer. **5**, 367, 1919). A. SMEKAL.

G. Nordström. Über die kanonischen Bewegungsgleichungen des Elektrons in einem beliebigen elektromagnetischen Felde. Comm. Fenn. **1**, Nr. 43, 6 S., 1923. Da in der Relativitätstheorie die Zeitkoordinate eines Weltpunktes den Raumkoordinaten gleichberechtigt ist und alle vier Größen in den allgemeinen Formeln in derselben Weise auftreten, ist es hier nicht ohne weiteres möglich, Hamiltonsche kanonische Bewegungsgleichungen aufzustellen und zu benutzen. Der Verf. zeigt nun, daß es möglich ist, die Bewegungsgleichungen eines elektrisch geladenen Massenpunktes

ganz allgemein auf die kanonische Form zu bringen, wenn als Parameter der Bewegung die Eigenzeit s des Punktes gewählt wird. Er erhält

$$\frac{\partial H}{\partial p_k} = \frac{dq^k}{ds}, \quad \frac{\partial H}{\partial q^k} = -\frac{dp_k}{ds}, \quad k = 1, 2, 3, 4,$$

worin q^1, q^2, q^3 die Raumkoordinaten und q^4 die Zeit bedeuten. Die „Impulse“ p_k werden aus einer Lagrangefunktion

$$L = -m \cdot \sqrt{\sum g_{kl} \dot{q}^k \dot{q}^l} - e \sum \varphi_k \dot{q}^k$$

in der üblichen Weise durch partielle Differentiation nach den \dot{q}^k erhalten (e, m Ladung und Masse des materiellen Punktes, φ_k Komponenten des Viererpotentials des äußeren Feldes, g_{kl} gegebene Funktionen der q_k), die Hamiltonsche Funktion ergibt sich zu

$$H = -\frac{1}{2} m \sum g^{kl} (p_k + e \cdot \varphi_k) (p_l + e \cdot \varphi_l)$$

und stimmt mit der negativen halben Masse m überein. Anwendungen dieser Form der Bewegungsgleichungen beabsichtigt der Verf. in einer späteren Mitteilung zu behandeln.

A. SWEKAL

C. Davisson. The scattering of electrons by a positive nucleus of limited field. Phys. Rev. (2) **21**, 637—649, 1923, Nr. 6. Der Verf. will untersuchen, in welcher Weise Elektronen durch einen positiv geladenen Kern gestreut werden. Bei der von Rutherford entwickelten Theorie der Streuung von α -Strahlen durch einen Kern ist die Annahme erlaubt, daß das Kraftfeld um den Kern für alle Werte von r durch

$\frac{E}{r^2}$ gegeben ist, da durch die große Energie der α -Strahlen alle vorkommenden Ab-

lenkungen sich in solcher Nähe des Kernes ereignen, daß die Natur des Feldes im Abstand $r > 10^{-10}$ cm völlig außer acht gelassen werden kann. Die Energie der β -Teilchen ist jedoch, verglichen mit der der α -Teilchen, klein, und hier werden sich bereits in einer Entfernung vom Kern Ablenkungen ergeben, die größer ist als die zum nächsten Elektronenring. Die abschirmende Wirkung dieser Elektronen wird also Abweichungen von den für α -Teilchen geltenden Streuungsgesetzen hervorrufen. Diese Abweichungen wurden auch durch Beobachtungen von Schonland (Proc. Roy. Soc. (A) **101**, 299) an durch Metalle gestreuten β -Teilchen und vom Verf. und C. H. Kunsman (Science **54**, 522, 1404) im Falle von langsamen Elektronen bestätigt. Der Verf. macht daher die Annahme, daß für alle Entfernungen vom Kern, für die r kleiner

ist als ein besonderer Wert Q , das Kraftfeld des Kernes durch $\frac{E}{r^2}$ gegeben ist, und

daß für alle Werte $r < Q$ auf die Elektronen keine Kraft ausgeübt wird. Vom Verf. bei den leichten Atomen wie Mg und Al angestellte Versuche ergaben gute Übereinstimmung mit den aus obiger Annahme gefundenen Resultaten. Die Rechnung ist zunächst ohne Rücksicht auf die Unveränderlichkeit der Masse des Elektrons mit der Geschwindigkeit durchgeführt worden. Ein Elektron mit der Geschwindigkeit v tritt bei A in das begrenzte Kraftfeld vom Radius Q der positiven Ladung E ein, beschreibt um diese Ladung eine gekrümmte Bahn und verläßt bei B das Feld. Die Bahntangenten an A und B bilden den Winkel ψ , der Abstand von E von der Bahntangente sei d und vom Scheitelpunkt der Kurve b . Dann ist nach dem Flächensatz $v d = v_0 b$ wo v_0 die Geschwindigkeit im Scheitelpunkt ist. Ferner ist

$$\frac{1}{2} m (v_0^2 - v^2) = e E \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{Q} \right).$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt durch Umformungen eine Beziehung für $\cos \psi$. Unter der Annahme, daß auf das hier betrachtete System ein paralleles Strahlenbündel von Elektronen gleicher Geschwindigkeit fällt, ergibt sich schließlich für die Stärke der Streuung in der Richtung ψ

$$J_{\psi} = N q^2 \left[\frac{(2\mu - 1)}{(2\mu - 1)^2 (1 + \cos \psi) + (1 - \cos \psi)} \right]^2,$$

wobei N die Zahl der Elektronen, die pro Sekunde durch einen Einheitsquerschnitt senkrecht zur Einfallrichtung gehen, und μ das Verhältnis $\frac{V_0}{E}$ bedeutet. V entspricht dem Potential, durch welches das in das Feld eintretende Elektron seine Anfangsgeschwindigkeit erlangt. Der Verf. diskutiert diese Formel und stellt J_{ψ} in Abhängigkeit von μ graphisch dar. — Der Verf. berücksichtigt dann ferner die Veränderlichkeit der Masse mit der Geschwindigkeit. Da er nicht zu einer expliziten Formel für die Stärke der Streuung als Funktion von μ und v kommt, untersucht er die hier vorliegenden Abhängigkeiten mit graphischen Methoden. Während die Ablenkungsverhältnisse bei Anwendung der klassischen Mechanik schon dadurch sehr übersichtlich waren, daß der Ablenkungswinkel bei sonst gleichen Annäherungsverhältnissen beständig gegen π wächst, wenn der anfängliche Abstand d der Elektronenbahnen vom Kern gegen Null abnimmt, wächst unter Berücksichtigung der relativistischen Massenveränderlichkeit der Ablenkungswinkel zwar zunächst auch in ungefähr gleicher Weise mit abnehmendem Abstand, erreicht jedoch dann einen größten Wert. Solche Elektronen, deren Anfangsabstand noch näher dem Kern liegt, werden wieder weniger abgelenkt, und zwar ist die Abnahme des Ablenkungswinkels ganz außerordentlich groß. Für einen bestimmten kritischen Abstand d , der asymptotisch durch $d = q t g \frac{\beta}{2}$ gegeben ist, ist die Ablenkung wieder Null. Diejenigen Elektronen, deren Anfangsbahnen noch näher an den Kern liegen, werden überhaupt nicht wieder zurückgesandt, sondern bewegen sich in Spiralbahnen auf den Kern zu.

K. PHILIPP.

M. Jakobson. Über die photographische Wirkung der Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **73**, 326—338, 1924, Nr. 5/6. Die Ergebnisse lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen: 1. Bei geringer Expositionszeit verursachen Kanalstrahlen nur eine Schwärzung, ähnlich wie Licht. Sie wächst mit der Expositionszeit aber nur bis zu einer bestimmten ziemlich niedrigen Grenze. 2. Bei längerer Expositionszeit zeigt sich eine Art Solarisationerscheinung. Die getroffenen Stellen erscheinen jedoch schwarz und vertieft vor der Entwicklung, ungeschwärzt nach der Entwicklung. 3. Bei noch längerer Bestrahlung treten nach der Entwicklung innerhalb der Flecke des Stadiums 2 inselartige Schwärzungen auf, die unter dem Mikroskop betrachtet eine kristallinische Struktur zeigen. — Die wesentlichen Züge dieser Erscheinungen sind nicht neu. Es wird indessen eine Erklärung versucht.

E. RÜCHARDT.

H. Rausch von Traubenberg. Über Polarisationserscheinungen von Kanalstrahlenlicht im Magnetfelde. Naturwissensch. **12**, 118, 1924, Nr. 6. [S. 790.]

RÜCHARDT.

Gerhard Kirsch und Hans Pettersson. Über die Atomzertrümmerung durch α -Partikeln. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Nr. 160. S.-A. Wiener Ber. **132** [2a], 299—308, 1923, Nr. 7/8; vgl. diese Ber. **4**, 1359, 1923. SCHEEL.

P. L. Kapitza. The Loss of Energy of an α Ray Beam in its Passage through Matter. Proc. Roy. Soc. London (A) **102**, 48—71, 1922, Nr. 714. Wenn

ein α -Strahl durch Materie hindurchgeht, so verliert er allmählich seine kinetische Energie. Der Verf. hat sich die Aufgabe gestellt, diesen Energieverlust zu bestimmen, indem er den Wärmeeffekt mißt, den der α -Strahl nach Durchlaufen verschieden großer Strecken zu erzeugen vermag. Da man mit parallelen α -Strahlen arbeiten muß, also nur geringe Intensitäten zur Verfügung hat, ist eine große Empfindlichkeit der Anordnung notwendig. Außerdem muß auch wegen des raschen Zerfalls des als Strahlenquelle dienenden RaC eine schnelle Einstellung des thermischen Gleichgewichts erzielt werden. — Der Verf. hat ein Radiomikrometer benutzt, das im Prinzip in folgender Weise aufgebaut war. Eine sehr gut leitende sehr dünne Drahtschleife, die am unteren Ende ein Thermoelement trug, war mittels eines feinen Quarzfadens in einem magnetischen Feld leicht beweglich aufgehängt. Wurde die eine Lötstelle des Thermoelements durch die auftreffenden α -Strahlen erwärmt, so zirkulierte in der Drahtschleife ein Strom und die ganze Vorrichtung erfuhr im Magnetfeld eine Ablenkung, die mittels eines passend angebrachten Spiegelchens abgelesen werden konnte. Wegen der Einzelheiten der Apparatur, besonders der Methoden der Suspension des Apparates, der Vermeidung magnetischer Störungen usw. muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. Als Füllgase dienten Luft und CO_2 . Die Energieverteilung in dem α -Strahlenbündel beim Durchgang durch diese Gase erwies sich innerhalb der Meßgenauigkeit als identisch. Unmittelbar vor dem Ende der Reichweite ergab sich die Energie des α -Strahles zu höchstens 0,7 Proz. der Anfangsenergie. — Der Vergleich der Energieverteilungskurve mit einer gewöhnlichen Ionisationskurve zeigt, daß die α -Teilchen am Anfang der Reichweite, wo ihre Geschwindigkeit noch größer ist, mehr Energie zur Erzeugung eines Ions verbrauchen, als wenn die Geschwindigkeit schon geringer geworden ist. — Es gelang dem Verf., auch den Wärmeeffekt der β -Strahlen nachzuweisen und die Absorption der β -Strahlen in Aluminium zu messen.

MEITNER.

D. R. Hartree. On the Correction for Non-Uniformity of Field in Experiments on the Magnetic Deflection of β -Rays. Proc. Cambridge Phil. Soc. **21**, 746—752, 1923, Nr. 6. Bei der Ablenkung der β -Strahlen durch ein Magnetfeld bewegt sich das β -Teilchen nur dann auf einem Kreis, wenn das Feld ganz homogen ist. Der Verf. stellt sich die Aufgabe, den Einfluß kleiner Inhomogenitäten auf die Ablenkung zu studieren und die Korrektur, die diese an den Meßresultaten notwendig machen, aufzufinden. Wegen der Einzelheiten der Rechnung muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. Hier sei nur bemerkt, daß für die am häufigsten in den Experimenten verwendete Anordnung, bei der die von einer linearen Strahlenquelle ausgehenden β -Strahlen nach Durchlaufen eines Halbkreises auf die photographische Platte treffen, kleine Schwankungen in der ursprünglichen Bewegungsrichtung keinen Einfluß haben, d. h. die Korrektionsglieder erster Ordnung sind hier Null. Es ist dies der mathematische Ausdruck für die bekannte Tatsache, daß die erwähnte Anordnung eine besonders gute Fokussierung der β -Strahlen ergibt. MEITNER.

C. T. R. Wilson. Investigation on X-Rays and β -Rays by the Cloud Method. Part II. β -Rays. Proc. Roy. Soc. London (A) **104**, 192—212, 1923, Nr. 725. In der vorliegenden Mitteilung werden die früheren Versuche über die Bahnen der β -Strahlen fortgesetzt. Das genauere Studium der Bahnen läßt deutlich erkennen, daß stellenweise ein durch das β -Teilchen ausgelöstes Elektron so viel Energie erhält, daß es selbst zu ionisieren vermag (sekundäre Ionisation). Die primäre Ionisation läßt sich aus der Zahl der pro Zentimeter Bahn erzeugten Ionengruppen bestimmen; zur Messung der Gesamtionisation, primäre und sekundäre, müssen die Ionengruppen in ihre Einzel-

bestandteile aufgelöst werden. Die erhaltenen Werte (die Bahnen wurden zumeist bei 20 cm Druck aufgenommen) wurden auf 760 mm Druck umgerechnet. — Für β -Strahlen von rund $9,5 \cdot 10^9$ cm/sec Geschwindigkeit ergab die primäre Ionisation die Bildung von 96 Ionen pro Zentimeter bei 760 mm Druck und 20° C. Für die schnellen β -Strahlen der Zerfallsprodukte von Ra und Th wurden im Mittel 20 Ionen pro Zentimeter gefunden. Bei der Bestimmung der Gesamtionisation besteht die große Schwierigkeit, daß der Wert natürlich davon abhängt, ob in dem untersuchten Bahnstück Elektronen, die sekundär zu ionisieren vermögen, auftreten oder nicht. In acht verschiedenen Bahnstücken wurden 128 Ionengruppen in ihre Bestandteile aufgelöst. Davon bestanden 55 aus einem Ionenpaar, 29 aus vier, 16 aus sechs, 13 aus acht und 16 Gruppen aus mehr als acht Ionen. — Die Zahl der beobachteten großen Ablenkungen (unter Winkeln größer als 90°) ergab sich in guter Übereinstimmung mit der Rutherford'schen Theorie und ergab für die Kernladung des ablenkenden Kerns den Wert $6,5e$, gegenüber $7e$ für Stickstoff. Schließlich konnte auch gezeigt werden, daß in gewissen Fällen die β -Strahlen die K -Strahlung des Stickstoffs auslösen, die ihrerseits wieder sekundäre Ionisation hervorruft. MEITNER.

A. Becker. Über die Präzisionsmessung der Radiumemanation. ZS. f. Phys. **21**, 304—315, 1924, Nr. 5. [S. 747.] A. BECKER.

Karl Przibram und Elisabeth Kara-Michailova. Über Radiolumineszenz und Radiophotolumineszenz. II. [Mitteilung. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. 159. S.-A. Wien. Ber. **132** [2a], 285—298, 1923, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. **4**, 1627, 1923.]

Karl Przibram und Marie Bělár. Die Verfärbungen durch Becquerelstrahlen und die Frage des blauen Steinsalzes. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Nr. 157. S.-A. Wien. Ber. **132** [2a], 261—277, 1923, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. **4**, 1593, 1923. SCHEEL.

B. Cabrera. Die Weiss'schen und die Bohrschen Magnetonen und die Konstitution des Atoms. Anales soc. espanola Fis. Quim. **21**, 505—526, 1923. [S. 742.] * W. A. ROTH.

A. A. Dee. The Effect of Quenching from above the Carbide Transition Temperature upon the Magnetism of Steel. Proc. Roy. Soc. London (A) **104**, 316—321, 1923, Nr. 725. Nachdem Thompson und Whitehead (Trans. Acad. Soc., Mai 1923) aus Widerstandsmessungen und aus Schlifffbildern geschlossen hatten, daß die plötzliche Abkühlung einer Probe von Kohlenstoffstahl von etwa 300° zu einer Unterdrückung der Carbidumwandlung führt, stellt sich der Verf. die Aufgabe, den Einfluß eines Ablöschens von tiefer Temperatur auf die magnetischen Eigenschaften von Kohlenstoffstählen zu untersuchen. Die Versuche ergaben folgendes: 1. Eine Probe von 1,1 proz. Kohlenstoffstahl ergab sowohl nach Glühen als auch nach Ablöschen von 300° in Eiswasser die gleiche Magnetisierungskurve, wie magnetometrisch gezeigt wurde. 2. Erhitzt man die magnetisierte und eine gewisse Remanenz aufweisende Probe von 20° bis etwa 260°, so sinkt die Remanenz, und zwar besonders stark bei der Annäherung an den Umwandlungspunkt des Carbids 210°, hierauf nur noch wenig. Auch hier ergaben sich in beiden Fällen von 2. identische Kurven. 3. Setzt man die Probe bei 300° in ein Magnetfeld und läßt sie sich langsam abkühlen, während das Feld weiter wirkt, so tritt unter 210° das rasche Anwachsen der Magnetisierung ein. Bei rascher Abkühlung ergaben sich keine solchen Unterschiede, daß man daraus auf eine Unterdrückung der Umwandlung schließen könnte. Die Ergebnisse

von Thompson und Whitehead müssen demnach anders gedeutet werden. 4. Auch die von W. V. Mayneord ballistisch ausgeführten absoluten Permeabilitätsmessungen bestätigten die vorliegenden Ergebnisse, indem die Permeabilitätskurven von geglühtem und von 290° abgelöschtem Material zusammenfielen. WÜRSCHMIDT.

J. Würschmidt. Die Abhängigkeit der Koerzitivkraft und der Remanenz von der Magnetisierungsfeldstärke. Kruppsche Monatsh. 5, 10—11, 1924, Januar. Auszug aus der unter dem gleichen Titel in der ZS. f. Phys. 16, 203—208, 1923, Nr. 3 erschienenen und diese Ber. S. 35 besprochenen Arbeit. WÜRSCHMIDT.

H. R. Woltjer. Magnetic Researches. XXII. On the determination of the magnetisation at very low temperatures and on the susceptibility of gadolinum sulphate in the region of temperatures obtainable with liquid hydrogen. Comm. Phys. Lab. Leiden Nr. 167, S. 11—27, 1923. Bereits berichtet nach Proc. Amsterdam 26, 613—625, 1923, Nr. 7/8.

H. R. Woltjer and H. Kamerlingh Onnes. Further Experiments with liquid helium. T. Magnetic researches. XXIII. On the magnetisation of gadolinum sulphate at temperatures obtainable with liquid helium. Comm. Phys. Lab. Leiden Nr. 167, S. 29—40, 1923. Bereits berichtet nach Proc. Amsterdam 26, 626—634, 1923, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. S. 623. GÜMLICH.

R. D. Kleeman. The values of the electrical moments of the atoms and their connection with other quantities. Journ. Franklin Inst. 196, 479—493, 1923, Nr. 4. [S. 744.] STÖCKL.

J. E. P. Wagstaff. The Application of Oscillating Valve Circuits to the Precise Measurements of Certain Physical Quantities. Phil. Mag. (6) 47, 66—84, 1924, Nr. 277, Jan. Die bekannte Methode der Bestimmung von Kapazitätsänderungen durch Schwebungen zwischen zwei Schwingungskreisen wird hier zu einer Reihe von Messungen physikalischer Größen benutzt. Die Schwingungskreise sind äußerst sorgfältig aufgestellt. Sie wurden zunächst für Ton- und Hochfrequenz geeicht. Dabei stellte sich heraus, daß die Thomsonsche Formel nur Gültigkeit hat, wenn man die Kapazität des Kondensators um einen konstanten Betrag vergrößert, der wiederum für jede Anordnung verschieden ist. — Die Apparatur wird dann zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten der Luft, des Magnetisierungskoeffizienten von Wismut und Nickel-Carbonyl bei konstanten Feldern sowie zur Ausmessung von Magnetfeldern benutzt. Die Oberflächenspannung von Quecksilber durch elektrostatische Ladungen zu messen, gelang bei Spannungen von 200 Volt nicht. LÜBCKE.

R. Whiddington. Short electric waves obtained by valves. Phil. Mag. (6) 44, 1064, 1922, Nr. 263. Im Anschluß an die Versuche von E. W. B. Gill und J. H. Morrell (diese Ber. 4, 90, 1923) wird hier eine bereits im Jahre 1917 entwickelte Schaltung zur Erzeugung kurzer Wellen in Kürze angegeben. Der Anodenkreis besteht aus einer kleinen Drahtschleife, die mit der Kapazität der Röhre einen geschlossenen Schwingungskreis hoher Eigenschwingungszahl darstellt. Der Gitterkreis enthält ebenfalls einen geschlossenen Schwingungskreis. Wird dieser auf den Anodenkreis abgestimmt, so kann letzterer besonders kräftige Schwingungen ausführen und auch abgeben. LÜBCKE.

George W. Pierce. Piezoelectric crystal resonators and crystal oscillators applied to the precision calibration of wavemeters. Proc. Amer. Acad. 59, 79—106, 1923, Nr. 4. Die von W. G. Cady (diese Ber. 4, 91, 870, 1923) angegebene Methode,

mittels eines piezoelektrischen Kristalls ungedämpfte Schwingungen konstanter Frequenz zu erzeugen, wurde vom Verf. zur Eichung von Wellenmessern benutzt. Bei dem Oszillator lag der Piezoquarz als Kondensator in der Anodengitterrückkopplung. Die Eichung des Wellenmessers geschah in der Weise, daß die Oberschwingungen des piezoelektrischen Oszillators mit denen eines Hilfsröhrensenders zum Einklang gebracht wurden. Die bei Frequenznähe zunächst auftretenden Schwebungen wurden zur Vermeidung von Störungen bei Benutzung von Kopfhörern mit Verstärker und Lautsprecher objektiv hörbar gemacht und bis zum Einklang beobachtet. Die Eichung des Wellenmessers erfolgt nach der Formel

$$n^2 = \alpha \cdot C^0 + \beta,$$

wo n das Verhältnis der Wellenlänge des Hilfssenders zu der des piezoelektrischen Oszillators ist, C^0 die Gradeinteilung des Wellenmesserkondensators und α und β Konstanten sind, die für einfache Werte von n , z. B. $n = \frac{1}{3}$ bestimmt werden können. Durch Kombination der Oberschwingungen, und zwar bis zur 29. des piezoelektrischen Oszillators und zur 70. des Hilfssenders, konnte der Bereich von 50 bis 50430 m Wellenlänge in ziemlich engen Stufen überdeckt werden. Die Feststellung der Grundschiwingung des Quarzoszillators erfolgte durch Vergleich mit einem Stimmgabelröhrensender, dessen Frequenz mit der der Gabel genau übereinstimmt, welche letztere sich wiederum sehr genau auf mechanischem Wege bestimmen läßt. Zwei elektrische Schwingungen kann man gleichzeitig mit der Anordnung erzielen, wenn man in Serie legt mit dem Piezoquarz einen aus parallelgeschalteter Selbstinduktion und Kapazität bestehenden Schwingungskreis. Die eine Frequenz ist durch den Quarz, die zweite durch die Größen des elektrischen Schwingungskreises gegeben. Als Resonator lassen sich auch die Piezokristalle benutzen, parallel zum Kondensator eines Schwingungskreises gelegt. Stimmt die elektrische Periode mit der Eigenperiode des Quarzes zusammen, so tönt dieser leise. Die Resonanzfrequenz ist abhängig von der Länge des Kristalls. Hieraus berechnet sich die Schallgeschwindigkeit in Quarz bei hohen Frequenzen zu etwa 5454 m/sec. Es wurden auch Obertöne bei den Resonatoren beobachtet, deren Wellenlänge aber zu der Grundschiwingung nicht in einem einfachen Verhältnis steht. LÜBCKE.

G. Breit. A singular case of electron tube oscillations. Phys. Rev. **23**, 300, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine Schwingung von etwa 60 cm Wellenlänge, die stark von der Kathodentemperatur abhängt, entsteht, wenn die Anode isoliert wird, während am Gitter ein positives Potential liegt. Folgende Beobachtungen wurden dabei gemacht: Die Anode lädt sich stark negativ auf; die Schwingung entsteht durch das plötzliche Absinken des Magnetfeldes; die Amplitude der Schwingung ist innerhalb eines gewissen Bereiches von Temperaturschwankungen der Kathode abhängig und innerhalb eines gewissen Bereiches unabhängig davon; die Temperaturabhängigkeit der Schwingung ändert sich bei Umkehr des Heizstromes; die negative Anodenspannung-Gitterstrom-Charakteristik zeigt im allgemeinen ausgesprochene Diskontinuitäten; ein Magnetfeld ist von merkbarem Einfluß und kann die Schwingung unterdrücken. Die Schwingung läßt sich als Wirkung der Raumladung verstehen. A. GEHRTS.

Vincent Pagliarulo. Theory of oscillating electric circuit. Phys. Rev. **23**, 300, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Zustandekommen kurzer elektrischer Wellen, das Barkhausen und Kurz auf gewisse Eigentümlichkeiten beim Elektronendurchgang durch das Gitter zurückführen, erklärt der Verf. unter der Annahme, daß bei dem Potential, bei dem die Schwingung einsetzt, der Widerstand des Rohres negativ und gleich dem Ohmschen Widerstand des Schwingungskreises ist. Messungen am Rohre bestätigen diese Anschauung. Die auf Grund dieser Anschauung berechnete Schwingungsfrequenz stimmt mit der beobachteten gut überein. A. GEHRTS.

Iwao Fukushima. The effect of magnetic field on the electronic emission of vacuum tubes. Phys. Rev. **23**, 299, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Konstanten α und μ in der van der Bijlschen parabolischen Gleichung für Verstärkerrohre:

$J_a = \alpha \left(\frac{E_a}{\mu} + E_g + \varepsilon \right)^2$ wachsen, wenn ein Magnetfeld in der gleichen Richtung wie das elektrische Feld im Rohre wirkt. Bei Detektorrohren wurde der Einfluß eines

Magnetfeldes auf die Größe $\frac{\partial^2 J_a}{\partial E_g^2}$ bestimmt. Liegt das Magnetfeld senkrecht zum

elektrischen Feld, so wächst $\frac{\partial^2 J_a}{\partial E_g^2}$ mit E_g , während ohne Magnetfeld $\frac{\partial^2 J_a}{\partial E_g^2}$ ein Maximum

für $E_g = 0$ ist. Bei den Versuchen wurde dem Gitter eine Wechsel-EMK von $5 \cdot 10^{-4}$ Volt und der Frequenz $1,27 \cdot 10^6$ aufgedrückt und unter Benutzung einer Nullmethode ein Anstieg im Anodenstrom beim Einschalten des Magnetfeldes beobachtet.

A. GEHRTS.

A. W. Hull and N. H. Williams. The characteristics of pliotrons containing screen-grids. Phys. Rev. **23**, 299—300, 1924, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verstärkerrohre mit einem Schottkyschen Schutznetz, das sich auf konstantem positiven Potential befindet und die Anodenrückwirkung verhindert, besitzen einen sehr hohen Anodenwiderstand, ohne an Steilheit dabei einzubüßen. Die mit Schutznetzrohren erzielbare Spannungsverstärkung ist proportional dem Produkt aus Steilheit und äußerer Impedanz und ist daher nur durch die Größe der erzielbaren äußeren Impedanz beschränkt. Das Fehlen der Anodenrückwirkung ermöglicht die Verwendung sehr scharf abgestimmter Kreise für beliebige Frequenzen und die Serienschaltung beliebig vieler Verstärkerstufen, ohne daß Selbsterregung eintritt. Unter günstigen Arbeitsbedingungen ist eine 60fache Verstärkung pro Stufe erreichbar und bei Verwendung mehrerer Stufen wurden Verstärkungen von 15000 gemessen. In keinem Falle machten sich Anzeichen irgendwelcher lokaler Schwingungen bemerkbar.

A. GEHRTS.

John M. Miller. The dependence of the amplification constant and internal plate circuit resistance of a three-electrode vacuum tube upon the structural dimensions. Proc. Inst. of Radio Eng. **8**, 64—74, 1920, Nr. 1. Sind Glühkathode und Anode zwei parallele Ebenen im Abstände x voneinander, so fließt bei dem Anodenpotential V_a der Strom

$$i_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_a^{3/2}}{x^2} \text{ Amp./cm}^2 \quad \text{oder} \quad i_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{f^{3/2}}{x^{1/2}}$$

($f = \frac{V_a}{x}$ Kraftfeld der Anode) zur Anode. Stammt das Kraftfeld f von Gitter und Anode, so ist i_a durch $i_a + i_g$ zu ersetzen, sobald das Gitter ein positives Potential gegen die Kathode annimmt. Ist V_g das Gitterpotential, so gilt nach Maxwell für ein Gitter, das aus parallelen äquidistanten Drähten (Radius c , Abstand a) besteht:

$$f = \frac{1}{x + \frac{b_1 b_2}{\alpha}} \left(V_a + \frac{b_2}{\alpha} V_g \right),$$

wobei $\alpha = -\frac{a}{2\pi} \ln \left(2 \sin \frac{\pi c}{a} \right)$, b_1 Abstand Kathode-Gitter, b_2 Abstand Gitter-Anode, $x = b_1 + b_2$ ist. Demnach ist:

$$i_a = \frac{2,33 \cdot 10^{-6}}{x^{1/2} \left(x + \frac{b_1 b_2}{\alpha} \right)^{3/2}} \left(V_a + \frac{b_2}{\alpha} V_g \right)^{3/2} = A (V_a + k V_g)^{3/2}.$$

Die Verstärkungskonstante k (reziproker Durchgriff) ist unabhängig vom Abstand Kathode-Gitter und proportional dem Abstand Gitter-Anode. Für eine Anzahl Röhren wird k berechnet und mit den direkt gemessenen Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist gut im Falle ebener Anoden und Gitter; bei zylindrischen Röhren liegen die so berechneten Werte um etwa 40 Proz. zu hoch. Die errechneten Werte $k = \frac{b_2}{a}$ sind für den Gitterdrahtradius c als Parameter und einen Abstand Gitter-Anode von 2 mm als Funktion des Gitterdrahtabstandes in einem Kurvenblatt mitgeteilt. Für den inneren Widerstand R_i wird der Wert ermittelt:

$$R_i = \frac{x^{1/2} \left(x + \frac{b_1 b_2}{a} \right)^{3/2}}{3,5 \cdot 10^{-6} \cdot S} \cdot \frac{1}{\left(V_a + \frac{b_2}{a} V_g \right)^{1/2}};$$

S ist die Oberfläche der Kathode. Ist die Glühkathode keine Ebene, sondern ein Draht von der Länge L , so kann man, wie empirisch festgestellt wird, S berechnen unter der Annahme einer konstanten Breite von 0,5 cm. Der innere Widerstand hat dann den Wert:

$$R_i = \frac{x^{1/2} \left(x + \frac{b_1 b_2}{a} \right)^{3/2}}{1,8 L} \cdot \frac{10^6}{\left(V_a + \frac{b_2}{a} V_g \right)^{1/2}} \text{ Ohm}$$

(Anode und Gitter ebene Flächen zu beiden Seiten der Kathode). Zum Schluß wird darauf hingewiesen, daß für kleine Werte $(V_a + k V_g)$ das $V^{3/2}$ -Gesetz nicht mehr gilt und die gemessenen k -Werte kleiner werden, und weiter, daß bei positivem Gitterpotential die in der üblichen Weise gemessenen Werte von k und R_i nicht mit den wahren Werten übereinstimmen.

A. GEHRTS.

R. V. L. Hartley. Vacuum tube amplifiers in parallel. Proc. Inst. of Radio Eng. 9, 250—254, 1921, Nr. 3. Die resultierende Verstärkungskonstante $\bar{\mu}$ und der resultierende innere Widerstand werden für eine Anzahl n parallel geschalteter Verstärkerrohre als Funktion der Verstärkungskonstanten $\mu_1 \dots \mu_n$ und der inneren Widerstände $r_1 \dots r_n$ berechnet:

$$\bar{\mu} = \frac{\sum_{n=1}^n \frac{\mu_n}{r_n}}{\sum_{n=1}^n \frac{1}{r_n}}, \quad \bar{r} = \frac{1}{\sum_{n=1}^n \frac{1}{r_n}}.$$

Im Falle $\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_n = \mu$ wird $\bar{\mu} = \mu$ und $\bar{r} = \frac{1}{\sum_{n=1}^n \frac{1}{r_n}}$; im Falle $r_1 = r_2$

$= \dots = r_n = r$ wird $\bar{\mu} = \frac{1}{n} \sum \mu_n$ und $\bar{r} = \frac{r}{n}$. Als Ausgangspunkt für die Rech-

nungen wird die Beziehung: $i = \frac{1}{r} (\mu e_g + e_a)$, die für den geradlinigen Teil der

Charakteristik gilt, benutzt. Das Verhältnis $\varrho = \frac{\bar{p}}{\sum p_n}$ der von der Gruppe parallel

geschalteter Verstärkerrohre (für $e_g = 1$) maximal an einen äußeren Widerstand ab-

gebbaren Energie $\left(\bar{p} = \frac{\bar{\mu}^2}{4 \bar{r}} \right)$ zu der Summe der von den einzelnen Rohren maximal

an einen äußeren Widerstand abgebbaren Energie $\left(\sum p_n = \sum \frac{\mu_n^2}{4 r_n} \right)$ wird ein Maximum

$Q = 1$ für $\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_n$; die inneren Widerstände $r_1, r_2 \dots r_n$ können dabei voneinander sehr verschieden sein. Bei Parallelschaltung von Rohren, deren Verstärkungskonstanten beträchtlich (im Verhältnis 1 : 2) voneinander abweichen, ist immerhin noch etwa 90 Proz. des Betrages Σp_n als abgebbare Energie verfügbar. A. GEHRTS.

K. Dohmen. Die Bauart und technischen Eigenschaften der Fernkabel. Elektrot. ZS. 45, 89—91, 1924, Nr. 6. Der Verf. beschreibt die Entwicklung der deutschen Fernkabel. Die Einführung der Verstärker ermöglichte eine Herabsetzung der Leiterstärken von 3 bzw. 2 mm auf 1,4 bzw. 0,9 mm. Für den Ausbau des Fernkabelnetzes sind zwei Normalkabel entwickelt worden, das eine enthält 98 Doppelleitungen, die zu 49 Vierern nach dem Dieselhorst-Martin-Verfahren verseilt sind, so daß 147 Sprechkreise vorhanden sind. Dabei ist der innerste Vierer durch einen besonderen Bleimantel geschützt. Darüber kommt eine Lage mit 14 Doppelleitungen und eine zweite mit 26, beide mit Leitern von 1,4 mm Durchmesser. In der dritten Lage sind 56 Doppeladern von 0,9 mm Stärke untergebracht. Das zweite Normalkabel hat darüber eine vierte Lage mit 68 viererverseilten 0,9 mm starken Doppeladern, also insgesamt 166 Doppelleitungen mit 249 Sprechkreisen. Der äußere Bleimantel ist durch asphaltiertes Papier, getränkte Jute und Flacheisendrähte geschützt. Für Abzweigungen ist ein 52paariges Fernkabel vorgesehen, das über dem Kernvierer 14 viererverseilte Doppeladern aus 1,4 mm starken Leitern und darüber 36 Doppelleitungen von 0,9 mm Stärke besitzt. — Die zu garantierenden elektrischen Eigenschaften sind:

Leiter- durchmesser in mm	Doppelleitungen			Vierersprechkreise		
	Leitungs- widerstand bei 20° C Ohm/km	Schleifen- kapazität $\mu F/km$	Ableitung $\mu S/km$	Schleifen- kapazität $\mu F/km$	Ableitung $\mu S/km$	Isolierwider- stand einer Ader gegen andere u. Erde
1,4	23,8	0,037	0,85	0,064	1,5	mindestens
0,9	57,6	0,035	0,80	0,060	1,4	5000 M Ω /km

Die für das Mitsprechen maßgebenden Kopplungen k_2 und k_3 sollen 1200 μF , die für das Übersprechen maßgebende Kopplung k_1 soll 300 μF nicht überschreiten. Diese Werte, ebenso wie die Werte der Ableitung werden gewöhnlich weit unterschritten. Der Leiterwiderstand muß recht genau innegehalten werden; dagegen können die bei der Fabrikation unvermeidlichen Schwankungen der Kapazitätswerte durch Ausgleichskondensatoren in jedem Spulenfeld genügend vermindert werden. — Für die verlegten, in Abständen von genau 2 km einwandfrei pupinisierten Fernkabel ergeben sich folgende elektrische Werte:

Leistungsart	Spez. Dämpfung der Leistungen mit Durchmesser		Wellenwiderstand der Leistungen mit Durchmesser		Grenzfrequenz ω_0 der Leistungen mit Durchmesser	
	1,4 mm	0,9 mm	1,4 mm	0,9 mm	1,4 mm	0,9 mm
Doppelleitung .	0,0105	0,0210	1600	1700	17 500	17 600
Vierer	0,0105	0,0210	730	770	22 000	22 000

Die Einhaltung aller Vorschriften durch die liefernden Firmen ist nicht leicht. Die Kabel werden einer scharfen amtlichen Abnahmeprüfung unterworfen, so daß nur tadellose Kabel in das Fernkabelnetz eingebaut werden können. DIETERLE.

GA. Günther-Schulze. Elektrische Ventile und Gleichrichter. Naturwissensch. **12**, 47—55, 1924, Nr. 3. Sammelreferat über die Untersuchungen der letzten Jahre auf dem Gebiet der elektrischen Ventile und Gleichrichter. GÜNTHER-SCHULZE.

GA. Günther-Schulze. Die physikalischen Vorgänge im Quecksilberdampfgleichrichter. ZS. f. techn. Phys. **5**, 33—39, 1924, Nr. 2. Im wesentlichen eine zusammenfassende Darstellung der Untersuchungen des Verf. über das genannte Thema. GÜNTHER-SCHULZE.

HE. Rosenberg. Massive Eisenleiter und Wirbelstrombremsen. Elektrot. u. Maschinenb. **41**, 701—704, 717—723, 1923, Nr. 49 u. 50. Die genaue Berechnung der Stromverteilung in massiven Eisenleitern ist wegen der zeitlich und örtlich veränderlichen Permeabilität nicht möglich. Verf. verwendet ein mit den Versuchsergebnissen gut übereinstimmendes Näherungsverfahren. Er berechnet aus dem gesamten Strom die Feldstärke an der Oberfläche und nimmt die sich aus der Magnetisierungskurve hierfür ergebende Induktion über die Eindringungstiefe als konstant an, während er die Stromdichte über die Eindringungstiefe linear abnehmend annimmt. Damit ergeben sich einfache Formeln für Eindringungstiefe und Stromwärme, die mit Messungen an Eisenbahnschienen und runden Eisendrähten gut übereinstimmen. Die Ergebnisse werden auf die Bemessung von Wirbelstrombremsen angewendet, die zur Prüfung von Kraftmaschinen verwendet werden, und die aus einem massiven zylindrischen Eisenanker in einem mit Gleichstrom erregten Magnetensystem bestehen. FRAENCKEL.

J. Hak. Zur Berechnung der in Reaktanzspulen auftretenden mechanischen Beanspruchungen. Elektrot. u. Maschinenb. **42**, 17—19, 1924, Nr. 2. Drosselspulen zur Begrenzung der Kurzschlußströme elektrischer Zentralen müssen beim Durchgang eines Kurzschlußstromes beträchtliche mechanische Kräfte aufnehmen. Deren Kenntnis ist für die Bemessung der Stützen wichtig. Die an den einzelnen Windungen angreifenden Kräfte sind ungleich nach Größe und Richtung. Im allgemeinen überwiegen die radialen Kräfte. (Die axialen Kräfte suchen nicht, wie Verf. darstellt, die Spule zu verlängern, sondern zu verkürzen.) Aus der Änderung der magnetischen Energie bei einer virtuellen Veränderung der Abmessungen bei konstantem Strom wird die resultierende Kraft aus bekannten Formeln für die Induktivität der Drosselspule abgeleitet. Eine Berechnung der Kräfte an den einzelnen Teilen wird nicht gegeben. FRAENCKEL.

N. Semenoff und Anton Walther. Über eine Methode der Erforschung von elektrischen Wechselfeldern. ZS. f. Phys. **19**, 136—140, 1923, Nr. 2. Verff. messen das Feld mittels einer Sonde aus, die mit dem Schieber eines parallel zu den Elektroden an die Wechselstromquelle geschalteten Potentiometers verbunden ist. Stimmt das Potential, dem die Schieberstellung entspricht, mit dem Potential des Feldpunktes, an dem sich die Sonde befindet, nicht überein, so fließt zwischen Sonde und Schieber ein durch die Kapazität der Anordnung gegebener schwacher Ladestrom. Er wird durch Glühkathodenröhren verstärkt und im Telefon wahrnehmbar gemacht, so daß sein Verschwinden die Ablesung des Potentials am Potentiometer ermöglicht. Der störende Einfluß der Kapazität des Zuleitungsdrahtes zur Sonde wird dadurch beseitigt, daß der Draht isoliert in ein leitendes Rohr untergebracht wird, das mit dem Schieber leitend verbunden ist. Für ebene Felder wird ein gerader Draht als Sonde verwendet, für axialsymmetrische Felder Ringe, die auf dünnen Glasröhren befestigt sind und koaxial zur Symmetrieachse des Feldes eingestellt werden. Das auf diese Weise ausgemessene Feld eines Glockenisolators wird beschrieben. FRAENCKEL.

Alexander Walther und Lydia Inge. Elektrostatische Felder von Netzen und Diaphragmen. ZS. f. Phys. 19, 192—205, 1923, Nr. 3. Die Resultate der Messungen von Ionisations- und Resonanzspannungen können mit Fehlern behaftet sein, wenn die genaue Verteilung der elektrischen Felder von Netzen und Diaphragmen nicht bekannt ist. Um die Höhe der größtmöglichen Abweichungen zu ermitteln, haben die Verf. statische Felder von Netzen und Diaphragmen zwischen den Platten eines ebenen Kondensators mittels der Glühsonde ausgemessen. Sie teilen das Ergebnis einer solchen Meßreihe an einem Netz mit, dessen Abmessungen gestatteten, das Feld an den Drähten und in den Maschen einzeln genau auszumessen. Es wird gezeigt, wie das Ergebnis auf Netze mit anderen Verhältnissen von Drahtstärke zu Maschenweite umgerechnet werden kann. Die Untersuchung ergibt, daß bei den gebräuchlichen Anordnungen die Abweichungen 1 Proz. erreichen können. Die Untersuchung der Felder von Diaphragmen zeigt, daß bei den üblichen Anordnungen die Abweichungen so gering sind, daß sie außer acht gelassen werden können.

FRAENCKEL.

H. G. Möller und E. Schrader. Über die Herstellung kleiner Wechselspannungen von bekannter Amplitude. Jahrb. drahtl. Telegr. 22, 56—72, 1923, Nr. 2. Bei Messungen an Verstärkern und Empfängern werden oft kleine Wechselspannungen von bekannter Amplitude gebraucht. Sie werden durch Spannungsteilung oder durch lose induktive Kopplung hergestellt. Bei der Spannungsteilung, die den Vorteil hat, daß sie mit Gleichstrom geeicht werden kann, entstehen unkontrollierbare Ladeströme und fälschen die Messung. Beim Zweispulenapparat können sie vermieden werden. Dies wird an einigen Beispielen nachgewiesen. Es wird eine einfache Methode der Eichung des Zweispulenapparates beschrieben und gezeigt, daß die experimentell gefundene Frequenzabhängigkeit der Kopplung infolge der Wirkung der Spulenkapazitäten mittels eines einfachen Korrektionsgliedes berechnet werden kann, so daß die mit Tonfrequenz gewonnene Eichung auch für Hochfrequenz brauchbar ist.

FRAENCKEL.

Robert Moser †. Die Zeichnung des genauen Diagrammkreises des Drehstrommotors. Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. 14, 642—650, 1923, Nr. 11. Verf. gibt eine auf rein geometrischer Grundlage beruhende Ableitung des Diagramms des Mehrphaseninduktionsmotors mit Berücksichtigung des primären Ohmschen Spannungsabfalls und der Verluste im Eisen.

FRAENCKEL.

F. J. Teago. The nature of the magnetic field produced by the stator of a three-phase induction motor, with special reference to pole-changing motors. Journ. Inst. Electr. Eng. 61, 1087—1096, 1923, Nr. 323. Polumschaltbare Induktionsmotoren für das Polzahlenverhältnis 1 : 2 zeigen bekanntlich bei der niederen Polzahl stark ausgeprägte Oberwellen der Flußverteilung und neigen zum Hängenbleiben bei $\frac{1}{7}$ der vollen Drehzahl. Verf. zeigt, wie durch passenden Wicklungsschritt und durch Übergreifen der Wicklungsstränge die Oberfelder verkleinert werden können.

FRAENCKEL.

P. L. Alger and H. Samson. Shaft Currents in Electric Machines. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 1325—1334, 1923, Nr. 12.

Phillip Chapin Jones. Brush Mounting as a Factor of Satisfactory Operation. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 1318—1321, 1923, Nr. 12.

SCHEEL.

Leon Lichtenstein. Erdstromfragen in Theorie und Praxis. Elektrot. ZS. 42, 841—846, 1921, Nr. 31. Der Verf. bearbeitet das spröde Gebiet der Erdstromfragen

mit den Hilfsmitteln der Mathematik. Er verwirft die Ausdrucksweise „Übergangswiderstand einer bestimmten Elektrode im unbegrenzten Medium“ und spricht nur vom „Erdwiderstand“. Der Erdwiderstand ist nicht nur abhängig von den Bodenverhältnissen, sondern auch von der Frequenz des Erdstromes; er hat nur für stationäre Zustände eine bestimmte Bedeutung. Behandelt werden unter anderem der Erdwiderstand einer versenkten Halbkugel (deren Gegenelektrode ist die konzentrische unendlich große Halbkugel), die gefährliche Schrittspannung an der Erdungsstelle, eine Freileitung und ein im Erdboden liegender langgestreckter Leiter (Schiene, Erdseil). — Zuletzt betont der Verf. die Wichtigkeit der angewandten Mathematik für die Technik und bittet um deren Unterstützung bei der gegenwärtigen Notlage der exakten Wissenschaften.

DIETERLE.

IR. Bauch. Die Polerdung mittels Erdungsdrosseln als Schutz gegen Erdschlußstrom und durch ihn verursachte Überspannungen. Elektrot. ZS. **42**, 588—591, 1921, Nr. 22; 616—622, 1921, Nr. 23. Der Verf. betrachtet den Erdschlußfall in einem Verteilungsnetz zuerst ohne und dann mit einer Nullpunktserdungsspule. Er findet, daß die Nullpunktserdung den geerdeten Transformator bei Wanderwellen gefährdet und daß die Erdungsdrossel zu Überspannungen Anlaß geben kann. Er entwickelt deshalb die Polerdung mittels des sogenannten Löschtransformators mit Regeldrossel, der sich betriebsmäßig wie eine gewöhnliche Drossel verhält. Die stationären Erdschlußerscheinungen verlaufen zwischen den Teilkapazitäten des Netzes und dem Löschtransformator und gehen nicht durch den Leistungstransformator. Der Löschtransformator kann bei geeigneter Ausführung auch noch andere Aufgaben im Netz erfüllen, so daß sein höherer Preis nicht in Betracht kommt.

DIETERLE.

A. Schwaiger. Beitrag zur elektrischen Festigkeitslehre. Arch. Elektrot. **11**, 41—50, 1922, Nr. 1. Für zwei parallele Platten lautet die Formel für die Durchschlagspannung $P = \mathcal{E} \cdot \alpha$, wo \mathcal{E} die Durchschlagfestigkeit des Materials und α der lichte Abstand der Platten ist. Der Verf. führt die allgemeine Formel $P = \mathcal{E} \cdot \alpha$ für alle Elektrodenanordnungen ein, wo α eine fiktive Entfernung der Elektroden darstellt. Ihr Verhältnis zur wahren Entfernung nennt er den Ausnutzungsfaktor η des Isoliermaterials. Der fiktive Abstand α wird für die bekannten Anordnungen rechnerisch abgeleitet; er und η hängen je nach ihrer Symmetrie von einem bzw. von zwei Parametern ab, in welchen die geometrischen Abmessungen der Funkenstrecke vorkommen. Auf diese Weise lassen sich auch Elektrodenanordnungen betrachten, deren Überschlagerformel nicht bekannt ist.

DIETERLE.

A. Mandl. Neuere Ansichten über den Durchschlag fester Isoliermaterialien. Elektrot. u. Maschinenb. **41**, 677—680, 1923, Nr. 47. An dem Beispiel der Isolation der Wicklungen eines Transformators wird zunächst gezeigt, wie die Beanspruchung eines Isolierstoffes (Öl) durch Einschieben eines anderen von höherer Dielektrizitätskonstante (Hartpapier) erhöht wird. Es werden dann die Vorgänge beim Durchschlag fester Isolierstoffe nach den Untersuchungen von K. W. Wagner erläutert, und endlich die beim Durchschlag an einem Transformator oft beobachteten bedeutenden Spannungserhöhungen im Anschluß an eine Arbeit von Steinmetz durch selbsterregte Schwingungen erklärt, in denen sich die beiden einen Kondensator bildenden Transformatorwicklungen über die als Leiter dritter Klasse wirkende Durchbruchstelle entladen.

FRAENKEL.

K. M. Kohler. Über eine Funkenüberschlagerscheinung an Transformatoren mit reiner Luftisolation. Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern **2**, 307—324, 1922. Nach Angaben von M. Vidmar wurde ein Transformator mit Luft-

isolation gebaut. Zwischen den Hoch- und Niederspannungsspulen traten jedoch Überschläge auf bei Spannungen, die kleiner waren, als sie für Spitzelektroden mit gleicher Schlagweite benötigt wurden. Deshalb untersuchte der Verf. den Überschlag zwischen Spitzen und zwischen Platten experimentell und theoretisch. Er fand die Untersuchungen von W. Weicker bestätigt. — Besonders wichtig für die Praxis ist, daß zwischen 28 und 48 kV die Spitzenüberschlagweite nicht als untere Grenze für plattenförmige Elektroden angenommen werden darf.

DIETERLE.

W. Weicker. Neuere Gesichtspunkte zur Beurteilung von Hängeisolatoren. Elektrot. ZS. 42, 1473—1478, 1508—1511, 1921, Nr. 51 u. 52. Es werden die Kappen-, Hewlett-, Doppelkappen- und Schäkel-Isolatoren miteinander verglichen, sowohl einzeln als auch in Ketten bis zu neun Gliedern. Die äußere Form ist die des flachen Tellers, auch bei Hewlettisolatoren, um einen großen Abstand vom Tellerrand nach der Armatur zu erhalten. Der Tellerdurchmesser soll nicht unter 280 mm betragen. Die Baulänge muß bei Kappenisolatoren mindestens 170 mm betragen, bei Hewlettisolatoren ist sie unter 180 mm nicht gut ausführbar. Die verhältnismäßig niedrige Regenüberschlagspannung bei Hewlettisolatoren wird durch gekreuzte Seilführung erhöht, aber dafür die Bruchsicherheit vermindert. Die Lichtbogensicherheit ist bei Kappenform größer, weil bei ihr auch unter Regen der Überschlag außen um die Isolatorenkette erfolgt; bei stoßwellenartiger Beanspruchung ist der Unterschied gering, weil auf sie der Regen keinen Einfluß hat. Die Durchschlagfestigkeit des Kappenisolators liegt bei etwa 150 bis 170 kV, die des Hewlettisolators bei 125 bis 140 kV. Die Doppelkappenisolatoren sind hier günstiger. Die Kappenisolatoren haben größere Kapazitäten als die Hewlettisolatoren, deshalb ist die Spannungsverteilung längs der Kette bei den ersteren gleichmäßiger. Bei beiden kann man das unterste Glied durch einfache Hilfsmittel entlasten (Vergrößerung der Kapazität durch metallische Belegungen, durch Verwendung zweier paralleler Glieder, durch geeignete Formänderung, durch Lichtbogenschutzhörner). Die Bruchfestigkeit spielt nur bei Abspannketten eine Rolle; vollständig sicher sind hierin die Schäkel-Abspannisolatoren. Der Preis der Kappenisolatoren ist um etwa 25 Proz. niedriger als der von Hewlett- und Doppelkappenisolatoren. Die Montage und die Auswechslung beschädigter Glieder ist bei Kappenform einfacher. Insgesamt sind daher die Kappenisolatoren besser, aber die endgültige Entscheidung muß der Zukunft vorbehalten bleiben.

DIETERLE.

R. Dieterle. Der Einfluß der Unterlage bei der Messung des Oberflächenwiderstandes von Isolierplatten. Elektrot. ZS. 45, 132—133, 1924, Nr. 8. Es wurde der Einfluß der Unterlage bei der Messung des Oberflächenwiderstandes von Platten aus Isolierstoff nach den Vorschriften des Verbandes Deutscher Elektrotechniker untersucht. Der mit dem vorgeschriebenen Normalapparat gemessene Widerstand ist nämlich nicht allein der Oberflächenwiderstand, weil einige Feldlinien auch durch das Innere des Isolierstoffes gehen. Für den Verlauf dieser Linien kommt die Art der Unterlage der Prüfplatte in Betracht. Bei isolierender Unterlage verlaufen alle Stromfäden zwischen den beiden aufgesetzten Schneideelektroden und werden deshalb bei der Messung erfaßt; dagegen wird bei metallischer Unterlage ein Teil der im Innern des Isolierstoffes verlaufenden Stromfäden abgelenkt und ihr Strom direkt zur Erde abgeleitet. Diese Ableitung macht sich bei Isolierstoffen von geringerer Güte so stark bemerkbar, daß der durch das Galvanometer fließende Strom so sehr geschwächt wird, daß diese Stoffe wesentlich zu günstig beurteilt werden können. Daher wurde in den neuen Erläuterungen zu den Vorschriften dieser Prüfung die Anwendung einer isolierten, nicht einer leitenden geerdeten Unterlage gefordert.

DIETERLE.

6. Optik aller Wellenlängen.

Charles F. Meyer and Detlev W. Bronk. Interference bands produced by mica and the use of mica windows in infra-red spectroscopy. *Phys. Rev.* (2) **23**, 110, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Durch Glimmerblättchen reflektiertes oder hindurchgegangenes Licht zeigt Interferenzstreifen, die besonders bei ultraroten Spektren Anlaß zu Irrtümern geben, wenn das Gasgefäß Glimmerfenster hat. Durch verschiedene Stellung der Fenster zur Strahlrichtung wird der Einfluß dieser Interferenzen untersucht; durch eine Drehung des Fensters gegen die Strahlrichtung läßt sich die Störung eliminieren. KRATZER.

H. S. Allen. Light and Electrons. *Nature* **112**, 279, 1923, Nr. 2808. Der Verf. beschäftigt sich mit der von Lodge gestellten Frage, ob Licht imstande sein könnte, Elektronen hervorzubringen, und zitiert hierzu Äußerungen von Whittaker, Silberstein und Darwin, welche er mit dieser Frage in Verbindung zu bringen bemüht ist. A. SMEKAL.

H. Bateman. The Nature of Light-Quanta. *Nature* **111**, 567—568, 1923, Nr. 2791. Der Verf. sucht die elementare Quantenstrahlung als ebene Welle darzustellen, indem er den senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung stehenden elektrischen Vektor zu $f(x - ct) \cdot F(y, z)$ ansetzt, wobei F nach Größe und Richtung die elektrische Kraft in einem zweidimensionalen elektrostatischen Feld von der endlichen Energie W bedeuten soll, das von positiven und negativen Ladungen erzeugt wird, die sich innerhalb eines kleinen endlichen Bereiches A der y, z -Ebene befinden. Er setzt $f(x) = \sin px/x$, so daß die Gesamtenergie dieses elektromagnetischen Feldes den endlichen Betrag $\pi p W$ erhält, obwohl die früher erwähnten elektrischen Ladungen mit Lichtgeschwindigkeit in der x -Richtung bewegt sind. Der Ansatz sei mit den

Maxwellschen Gleichungen verträglich und die Beziehung $\sin px/x = \int_0^p \cos qx \cdot dq$

zeige, daß eine derartige Welle alle Frequenzen von 0 bis pc enthalte. Auf Grund dieser Ansätze wird ferner die Darstellung und Deutung von nahezu homogener Strahlung, weiters der Nachweis des Dopplerschen Prinzips besprochen. Um zur Quantentheorie überzugehen, bedürfe es nur der Gleichsetzung $W = hc/\pi$, so daß W dann als universelle Konstante erscheint. A. SMEKAL.

H. Bateman. Light-Quanta and Interference. *Nature* **112**, 239, 1923, Nr. 2807. Der Verf. betrachtet das Auftreffen eines Lichtquants $h\nu$ auf ein Atom und die Entstehung eines sekundären „gestreuten“ Quants $h \cdot (\nu - d\nu)$, ganz im Sinne der Compton-Debyeschen Ansätze für die Zerstreuung der Röntgenstrahlen. Indem er die im vorangehenden Referate besprochenen Annahmen über das elektromagnetische Feld eines Lichtquants benutzt, schließt er, daß die auf das Atom bei einem solchen Vorgang ausgeübte Wirkung einen praktisch ungedämpften Schwingungsvorgang von der Frequenz ν hervorruft. Dieses Ergebnis wird dann zugunsten der Möglichkeit einer quantentheoretischen Interpretation der Interferenzvorgänge gedeutet. A. SMEKAL.

H. Bateman. On the Theory of Light-Quanta. *Phil. Mag.* (6) **46**, 977—991, 1923, Nr. 275. Nach eingehender Besprechung aller in den letzten Jahren gemachten theoretischen Versuche zu einer Behandlung des Lichtquantenproblems verweilt der Verf. insbesondere bei dem Braggschen Gedanken einer Korpuskulartheorie der Röntgen- und Gammastrahlen. Hierauf wird der damit verwandte, in den beiden

vorangehenden Referaten besprochene Ansatz für das elektromagnetische Feld eines Lichtquants in verallgemeinerter Form aufgestellt und gezeigt, daß ein derartiges Feld unter gewissen Voraussetzungen durch Reflexion einer gewöhnlichen ebenen Welle an einem vollkommen reflektierenden, sich bis ins Unendliche erstreckenden Rotationsparaboloid erhalten werden kann, wenn die Welle parallel zur Achse desselben einfällt. Nachdem noch die Gültigkeit des Dopplerschen Prinzips für eine derartige Quantenstrahlung nachgewiesen ist, schließt der Verf. mit einigen Bemerkungen und Ergänzungen zur Kottlerschen Behandlung der Beugungstheorie an schwarzen Schirmen (vgl. diese Ber. 1, 1461—1462, 1920).

A. SMEKAL.

Louis de Broglie. Ondes et quanta. C. R. 177, 507—510, 1923, Nr. 11.

Louis de Broglie. Waves and Quanta. Nature 112, 540, 1923, Nr. 2815. Der Verf. betrachtet ein bewegliches Materieteilchen von der Ruhemasse m_0 , sowie der Ruheenergie $m_0 c^2$ und denkt sich mit ihm einen periodischen Vorgang von der Frequenz $\nu_0 = m_0 c^2 / h$ verknüpft (c Lichtgeschwindigkeit, h Wirkungsquantum). Behält man die hierin benutzte Quantenbeziehung auch zur Energie eines mit der Geschwindigkeit $\beta \cdot c$ bewegten Teilchens bei, so ergibt sich eine Frequenz $\nu = \nu_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$, während ein nicht mitbewegter Beobachter nach der Relativitätstheorie die Frequenz $\nu_1 = \nu_0 \cdot \sqrt{1 - \beta^2}$ wahrnehmen müßte. Es wird nun die Phase des mit der Frequenz ν_1 verbundenen Schwingungsvorgangs mit jener einer fiktiven Welle von der Frequenz ν verglichen, welche sich in der Bewegungsrichtung des Teilchens mit der Geschwindigkeit c/β ausbreitet; eine elementare Rechnung zeigt, daß eine zu irgend einem Zeitpunkt vorhandene Phasenübereinstimmung der beiden Vorgänge dauernd erhalten bleiben muß. — Dieses Ergebnis wird nun auf jene Vorstellungen von der Natur der Lichtquanten angewendet, welche vom Verf. seinerzeit [Journ. d. phys. (6) 3, 422, 1922] entwickelt worden sind; nach ihnen soll die Geschwindigkeit der Quanten prinzipiell, wenn auch numerisch unbedeutend, kleiner als c sein (d. h. β kleiner, aber nahezu gleich Eins), ihre Masse $< 10^{-50}$ g. Die oben betrachtete fiktive Welle von der Frequenz ν , welche wegen ihrer, wenn auch nur geringfügig über c liegenden Geschwindigkeit keine Energie transportieren können soll, ist dann in jedem Raumpunkt phasengleich mit jener des Lichtquants selbst. Der Verf. wendet sein Theorem schließlich auch noch auf periodische, mit konstanter Geschwindigkeit durchlaufene Elektronenbahnen an und postuliert, daß die erwähnte dauernde Phasenübereinstimmung für die Stabilität der Bahnen maßgebend sein soll. Er zeigt, daß die Bedingung hierfür mit der Bohr-Sommerfeldschen Quantenbedingung für den Drehimpuls eines Rotators übereinstimmt.

A. SMEKAL.

Louis de Broglie. Quanta de lumière, diffraction et interférences. C. R. 177, 548—550, 1923, Nr. 13. Der Verf. bezeichnet die von ihm eingeführte, im vorangehenden Referate besprochene fiktive Welle mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c/β als „Phasenwelle“. Als Grundlage für eine neue Dynamik des freien materiellen Punktes, welche auch mit den elektromagnetisch-optischen Erscheinungen verträglich sei, hält er die Einführung des folgenden Postulates für notwendig: Jeder Massenpunkt folgt an jeder Stelle seiner Bahn mit gleichförmiger Geschwindigkeit der Fortpflanzungsrichtung seiner Phasenwelle. Wenn ein Lichtquant (vgl. das vorangehende Referat) eine Öffnung passiert, deren Dimensionen klein sind gegen die Wellenlänge seiner Phasenwelle, so soll daraufhin eine Ablenkung aus seiner bis dahin geradlinigen Bahn eintreten müssen und damit das Auftreten von Beugungserscheinungen auch für beliebig kleine Anzahlen von Lichtquanten begründet werden können. Der Verf. meint, daß seine neue Dynamik sich zu der alten, einschließlich der Relativitätstheorie,

ähnlich verhalte, wie die Wellenoptik zur geometrischen Optik, und daß sie die logische Krönung der Entwicklung bedeute, welche Dynamik und Optik seit dem 17. Jahrhundert genommen haben. — Die Wahrscheinlichkeit für ein Atom, Strahlung zu absorbieren oder emittieren, wird vom Verf. mit der Resultierenden aller sich in seiner Nähe kreuzenden Phasenwellenvektoren von Lichtquanten verknüpft; auf Grund dieser Voraussetzung wird weiterhin angenommen, daß die bei der Emission eines Atoms auftretende Phasenwelle die umgebenden Atome zu weiteren Emissionen anregt, welche mit ihr phasengleich sind. Aus dieser Annahme schließlich folgert der Verf. das Zustandekommen von Interferenzen, und zwar für beliebig geringe Lichtstärken.

A. SMEKAL.

Franz Skaupy. Zum Problem des Atoms und der Strahlung. ZS. f. Phys. **112**, 184—188, 1922, Nr. 3/4. [S. 727.]

C. G. Darwin. The Wave Theory and the Quantum Theory. Nature **111**, 771—773, 1923, Nr. 2797. [S. 728.]

Adolf Smekal. Zur Quantentheorie der Dispersion. Naturwissensch. **11**, 873—875, 1923, Nr. 43. [S. 729.]

A. SMEKAL.

A. G. Worthing. Physical properties of molybdenum, tantalum, nickel and platinum at incandescent temperatures. Phys. Rev. (2) **21**, 705, 1923, Nr. 6. [S. 797.]

FR. HOFFMANN.

George L. Clark. The excitation, reflection and utilization in crystal-structure analyses of characteristic secondary x-rays. Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 372—384, 1924, Nr. 2. [S. 750.]

K. BECKER.

G. Breit. The interference of light and the quantum theory. Proc. Nat. Acad. Amer. **9**, 238—243, 1923, Nr. 7. [S. 727.]

A. SMEKAL.

George L. Clark and William Duane. Further Experiments upon the reflection by a crystal of its characteristic x-radiation. Proc. Nat. Acad. Amer. **10**, 48—53, 1924, Nr. 1. Zur Ergänzung früherer Arbeiten legen die Verff. ein sorgfältig durchgemessenes Spektrum der Strahlung einer Wolfram-Antikathode vor, welches durch Reflexion an den (100)-Ebenen eines Kaliumjodidkristalls erhalten wurde. Es zeigt in erster bis fünfter Ordnung die *K*-Linien des Jods, nach der kurzwelligen Seite jeweils begrenzt durch den scharfen Intensitätsabfall der selektiven Jodabsorption. Bei Röhrenspannungen oberhalb 69000 Volt erscheint außerdem die *K*-Serie des Wolframs, die aber noch bei 80000 Volt weniger intensiv ist als das Jodspektrum. — Die Jodlinien sind diffuser als die unter gleichen Bedingungen erhaltenen Linien des Antikathodenmaterials; die *K* β - und γ -Linie sind erst in fünfter Ordnung vollständig getrennt, während das *K* α -Dublett auch hier noch nicht aufgelöst ist. Abweichend vom Intensitätsverhältnis bei normaler Anregung ist die β -Linie, und ebenso γ , stärker als die α -Linie. — Die Wellenlängen der fraglichen Stellen im Spektrum wurden ermittelt durch Messung der Grenzspannung, bei der die Strahlung der betreffenden Wellenlänge gerade verschwindet. Es ergaben sich die richtigen Werte für die Jodlinien, woraus weiter zu schließen ist, daß sie in normaler Weise nach dem Bragg'schen Gesetz reflektiert werden. — Das Jodspektrum erscheint nur, wenn die Röhrenspannung mindestens so hoch ist, daß die Primärstrahlung Wellenlängen enthält, die kürzer als die Jodabsorptionsgrenze sind. Die Verff. halten deshalb die von Mie vertretene Ansicht, daß die Erscheinung auf optischer Resonanz beruhe, für nicht richtig. — Die von den Verff. schon früher aufgefundene anomale Reflexion, welche

nicht dem Bragg'schen Gesetz folgt („X-peaks“; vgl. diese Ber. 4, 1223, 1923 und 5, 286, 1924), wird weiter belegt durch eine Laueaufnahme mit KJ-Kristall. Diese zeigt vier symmetrisch zum Zentralpunkt gelegene Lauepunkte, welche keiner normalen Reflexion entsprechen. Die Strahlablenkung beträgt für diese Punkte $23^{\circ} 30'$ gegen die (100)-Ebenen, während frühere Versuche mit Ionisationskammer eine anomale Reflexion bei $23^{\circ} 36'$ ergeben hatten. — Bezüglich theoretischer Erklärungen der Beobachtungen wird auf eine Arbeit von Duane (Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 158, 1923) verwiesen.

KULENKAMPEFF.

Maurice Curie. Spectres d'étincelles dans les métalloïdes à l'état liquide. C. R. 177, 1021—1023, 1923, Nr. 21. Verf. sucht nach den Ursachen des kontinuierlichen Spektrums, das in einer Flüssigkeit bei stark kondensierter Entladung beobachtet wird. An das Vorhandensein von Wasserstoff kann es nicht geknüpft sein, da es auch in Flüssigkeiten entsteht, die keinen Wasserstoff enthalten. Verf. untersucht hier, allerdings nur mit einem Glasspektrographen, die flüssigen Elemente Brom, Schwefel, Phosphor (beide geschmolzen), Sauerstoff und Stickstoff. Die obere Grenze des kontinuierlichen Spektrums wird auf allen Aufnahmen bei $750\text{ m}\mu$ gefunden, die untere Grenze ist entweder durch die einsetzende Absorption der Flüssigkeit oder durch die Absorption des Glases im Spektrographen bedingt, sie liegt daher für Br bei etwa $\lambda\ 6000$, für S bei $\lambda\ 5000$, für P bei $\lambda\ 4750$ und für N und O bei $\lambda\ 3900$. Die Elektroden bestanden in der Regel aus Platin. Bei Al im flüssigen Stickstoff konnten die Linien $\lambda\lambda\ 3961$ und 3944 umgekehrt beobachtet werden. Bei keiner der untersuchten Flüssigkeiten treten Lumineszenzerscheinungen auf, noch konnte im kontinuierlichen Spektrum irgend eine Struktur erkannt werden.

MECKE.

E. H. Kurth. A test of the Bohr-Sommerfeld theory of spectral lines. Phys. Rev. (2) 22, 202, 1923, Nr. 2. [S. 743.]

KOSSEL.

E. Gehrcke. Bemerkungen über Gruppenspektren. Phys. ZS. 23, 432—433, 1922, Nr. 20/21. Verf. unterscheidet Serienspektren, Bandenspektren und Gruppenspektren. Die Eigentümlichkeit der letzteren besteht darin, angenähert symmetrische Gruppen von Linien zu bilden, die sich zum Teil über einen großen Bereich des Spektrums erstrecken. Es werden Beispiele hierfür aus dem Eisenspektrum gegeben. Für die Erklärung kommt in Betracht: Starkeffekt auf dem leuchtenden Atom selbst. Das elektrische Feld des Atoms selbst würde die Erzeugung von Linienspektren, welche in symmetrische Gruppen aufgespalten sind, verständlich machen. Ferner kommt in Betracht Zeemaneffekt und Zufall. — In der Diskussion des Vortrages auf dem Physikertag Leipzig 1922 bemerkt Hagenbach-Basel, daß er gemeinsam mit Schuhmacher ebenfalls symmetrische Linienanordnungen im Eisenspektrum beobachtet hat. Glaser-Würzburg teilt mit, daß er in dem Spektrum von seltenen Erden, Scandium, Yttrium, ferner von Molybdän, Wolfram und Chrom ähnliche Gruppen beobachtet hat.

ERNST LAU.

E. Gehrcke. Die Spektren des Wasserstoffs und die neuere Atomtheorie. ZS. f. techn. Phys. 4, 194—199, 1923, Nr. 5. „Die Spektren des Wasserstoffs werden im Zusammenhang mit der Lenard-Rutherford-Bohrschen Auffassung des Atombaues erörtert; es wird dargelegt, daß diese Auffassung lediglich eine Energiebilanz des Wasserstoffatoms liefert, während für ein kausales Begreifen des Mechanismus des Leuchtens nur Andeutungen an Hand einer Ätherhypothese gegeben werden können.“

ERNST LAU.

E. Gehrcke und E. Lau. Das Viellinienspektrum des Wasserstoffs. Zweite Mitteilung. Mit einem Zusatz über das kontinuierliche Spektrum. Berl. Ber. 1923, S. 242—252, Nr. 24. Es wird ein lichtstarker, gebremster Kathodenstrahl in Wasserstoff hergestellt und das Spektrum photographiert. Die Aufnahme zeigt kurze und lange Linien: Die kurzen Linien bestehen aus den bekannten roten und gelben Fulcherbanden, zu denen die Verf. eine gleichartige Bande im blauen Teil des Spektrums hinzufügen; eine Tabelle und Figur gibt eine Übersicht über sämtliche bisher gefundenen Bandenlinien des Wasserstoffs. Alle diese Linien werden durch langsame Kathodenstrahlen angeregt. Die langen Linien bestehen aus anderen Gruppen des Viellinienspektrums des Wasserstoffs und werden im Gegensatz zu den obigen Banden durch schnellere Kathodenstrahlen angeregt. Die kurzen Linien werden durch Einschaltung einer Funkenstrecke nebst Kapazität in einem Geisslerrohr geschwächt. Die langen Linien zeigen die Eigentümlichkeit, sich in symmetrische Gruppen oder gleichartige Folgen von Linien anordnen zu lassen. — Die einzelnen Linien der Fulcherbanden zeigen einen verschiedenen Gang der Intensitäten. Einschaltung einer Funkenstrecke nebst Kapazität in den Entladungskreis eines Wasserstoffrohrs beeinflusst das Intensitätsverhältnis, und zwar ebenso wie eine Erhöhung des Gasdruckes. — Im Spektrum des gebremsten Kathodenstrahls tritt bei kleinen Strahlgeschwindigkeiten, da, wo die Fulcherbanden erregt werden, ein kontinuierliches Wasserstoffspektrum auf, welches weit in das Ultraviolett (mindestens 231 m μ) reicht. Dieses kontinuierliche Spektrum, welches mit den Fulcherbanden zusammen auftritt, ist ein anderes als das mit der Balmerserie verbundene kontinuierliche Spektrum, welches auch in der Astrophysik eine Rolle spielt. Über den Mechanismus des Leuchtens im Wasserstoff wird folgende Erklärung gegeben: Das auf eine H₂-Molekel stoßende Elektron zerspaltet die Molekel in zwei Atome, wenn seine Energie groß genug ist, das Elektron schafft damit die Bedingungen für das Auftreten der Balmerlinien, deren Träger einzelne H-Atome sind. Wenn jedoch das stoßende Elektron eine zu geringe Energie hat, so vermag es die Molekel nicht mehr zu spalten, sondern nur die beiden H-Atome in größeren Abstand als vorher zu bringen, dann entsteht eine Molekel von höherem Energiezustand, und deren Rückbildung hat die Aussendung der Fulcherbande zur Folge. Ist endlich die Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons kleiner als etwa 12 Volt, so wird kein Leuchten mehr erregt, da das stoßende Elektron keine Lagenänderung der H-Atome in der Molekel hervorbringen kann; das Elektron geht aber bei diesen kleinen Geschwindigkeiten seinen Weg unabgelenkt weiter.

ERNST LAU.

O. S. Duffendack. The secondary spectrum of hydrogen. Phys. Rev. (2) 23, 107, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Anregung des zweiten Wasserstoffspektrums wurde unterhalb der Ionisierungsspannung mit dem Elektronenstoßverfahren nach zwei Methoden untersucht: Durch einen Bogen niedriger Spannung in einem Gemisch von Wasserstoff und Quecksilber, und in reinem Wasserstoff mit einer Dreielektrodenröhre, bei der sich das Gitter möglichst dicht am Glühfaden befand, um bei größeren Stromstärken ein Zünden des Bogens zu vermeiden. Im Wasserstoff-Quecksilbergemisch erschienen die Fulcherbanden und charakteristische Gruppen bei $\lambda\lambda$ 4625 bis 4634 und $\lambda\lambda$ 4562 bis 4580 bei 13 Volt, das ganze Spektrum war bei 14 Volt voll ausgebildet, H $_{\alpha}$ erschien bei 11 Volt, H $_{\beta}$ bei 12 Volt. Im reinen Wasserstoff liegen die Werte etwas höher (vollständiges Spektrum bei 15 Volt), Balmerlinien sind hier unterhalb 16,5 Volt sehr schwach, wahrscheinlich wurden sie im ersten Fall hauptsächlich nach Dissoziation des Wasserstoffs infolge von Zusammenstoßen mit angeregten Hg-Atomen emittiert.

MECKE.

L. B. Ham. Notes on the theory of the fine structure of H and He^+ lines. Phys. Rev. (2) **23**, 107—108, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Theoretische Bemerkungen über die Feinstruktur der H- und He-Linien und der Massenveränderlichkeit des Elektrons, zu deren vollständigem Verständnis die ausführliche Arbeit abgewartet werden muß.

MECKE

John A. Eldridge. Low voltage spectrum of mercury. Phys. Rev. (2) **23**, 109, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die einzelnen Bogenlinien eines Elementes sollten unterhalb der Ionisierungsspannung mit wachsender Spannung nacheinander erscheinen. Bei den Elementen der ersten Reihe des periodischen Systems wurde jedoch nur je eine, bei denen der zweiten Reihe nur je zwei Linien bei Spannungen unterhalb des Ionisierungspotentials beobachtet. Es wird dies durch das Auftreten von Raumladungen erklärt, die erst durch Ionisierung der Atome vernichtet werden. Die erforderliche Spannung kann, bevor Ionisierung eintritt, nur in der unmittelbaren Nähe der Elektroden aufrechterhalten werden, wo auch nur die Linien beobachtet wurden. Bei Quecksilber erschienen die Linien bei den theoretisch zu erwartenden Spannungswerten.

MECKE

Léon et Eugène Bloch. Nouvelle extension des spectres d'étincelle de l'étain et du zinc dans la région de Schumann. C. R. **177**, 1025—1028, 1923, Nr. 21. Mit einem Flußspatspektrographen und reiner Stickstoffüllung desselben können die Verff. im Schumanngebiet bis zu λ 1300 vordringen. Das Auflösungsvermögen und die Dispersion des Flußspatsprismas sind hier so gestiegen, daß es mit größeren Gittern konkurrieren kann. Verff. untersuchen in dieser Arbeit die Funkenspektren von Zinn und Zink. Als Normalen wählen sie die Wasserstofflinien der Lymanserie und einige hieran angeschlossene Zinnlinien; die Meßgenauigkeit wird dabei zu 0,1 Å.-E. angegeben. Die Tabellen enthalten zwischen λ 1700 und λ 1300 84 Zinnlinien und 107 Zinklinien.

MECKE

F. L. Mohler. Evidence of a spark line in the lithium spectrum. Phys. Rev. (2) **23**, 108, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mitteilung über das Auftreten einer Funkenlinie des Li, λ 2934,15, bei thermoionischer Entladung (vgl. diese Ber. S. 638).

MECKE

P. Zeeman und H. W. J. Dik. Weitere Beobachtungen über eine Beziehung zwischen den Spektren des ionisierten Kaliums und des Argons. Ann. d. Phys. (4) **71**, 199—203, 1923, Nr. 9/12. Die früher hier referierten Beobachtungen (Versl. Ak. Amsterdam **31**, 141, 1922, April; Proc. Amsterdam **25**, 67, 1922), bei denen sich im Funkenspektrum des K^+ konstante Frequenzdifferenzen von nahe denselben Werten fanden, wie im Spektrum des Argons, sind über die Grenze der Glasabsorption (letzte Linie damals 3063 Å) hinaus durch Anwendung eines Quarzfensters ausgedehnt worden. Die konstanten Differenzen scheinen unterhalb 3000 Å bald aufzuhören, was vielleicht daher rührt, daß hier ein zweites — dem Funkenspektrum des Ar („blauen“ Spektrum) entsprechendes — Funkenspektrum des K einsetzt.

KOSSEL

R. A. Millikan and I. S. Bowen. Extreme Ultra-violet spectra. Phys. Rev. (2) **23**, 1—34, 1924, Nr. 1. Verff. verarbeiten ihr reiches Plattenmaterial, das sie im Vakuumspektrographen von verschiedenen Elektroden mit dem explodierenden Vakuumfunken erhalten haben. Durch Ausmessung und sorgfältigen Vergleich von 30 Platten können sie über 800 Linien zwischen λ 136 und λ 1862 sicher identifizieren und den einzelnen Elementen zuordnen. Von H (1) konnten nur zwei Glieder der Lymanserie

festgestellt werden, von He (2) und Li (3) jedoch keine einzige ultraviolette Linie, obwohl sorgfältig danach gesucht wurde. Von Be (4) wird eine schwache Linie, die zweifelhaft bleibt, gefunden, von Na (11) eine starke Linie bei λ 372,3 und eine zweifelhafte bei λ 376,6; von den übrigen Elementen B (5), C (6), N (7), O (8), F (9), Mg (12), Al (13), Si (14), P (15), S (16), Cl (17), K (19), Ca (20), Cr (24) und Cu (29) werden in ausführlichen Tabellen je 6 bis 160 Linien mitgeteilt. Die stärksten Linien jedes Elementes sind *L*-Serienlinien und gehorchen als solche dem Moseleyschen Gesetze: Li λ 6708, Be λ 3131,19; B λ 2066,2; C λ 1335,0; N λ 1085,2; O λ 834,0; F λ 656,4; Na λ 372,3; Mg λ 231,6; Al λ 162,4. Es sind Dubletts, deren Aufspaltung mit der Ordnungszahl wächst. Auch die *M*-Spektren sind vorhanden und verschieben sich gesetzmäßig mit wachsender Ordnungszahl nach kurzen Wellenlängen; da sie jedoch sehr kompliziert gebaut sind, können von ihnen nur wenig Linien eingeordnet werden. Folgende Serienlinien wurden außerdem noch gefunden: je zwei Linien der ersten und zweiten Nebenserie von Mg II, 5 Linien des Al II, 9 Linien des Al III, 11 Linien des Si IV und wahrscheinlich die ersten Glieder der Haupt- und Nebenserie von P V. Ferner können die folgenden Linien gedeutet werden: Na 372,3 als $M-L_1$; Mg 320,9; 323,2; 231,6 bzw. als M_1-L_2 ; M_1-L_3 ; M_3-L_1 ; ähnlich die Al-Linien 162,4; 200,0; 230,8; 186,9 als (*M-L*)-Kombinationen. Ca 655,9 und 669,6 als N_1-M_2 und N_1-M_3 . Auf Grund dieser Deutungen berechnen sich die *L* und *M*-Niveaus dieser Elemente wie folgt: Na, $L_1 \sqrt{\nu/R} = 2,826$; Mg, $L_1 = 4,298$; $L_2 = 3,402$; $L_3 = 3,281$; Al, $L_1 = 6,045$; $L_{2,3} = 5,008$; Ca, $M_2 = 1,839$; $M_3 = 1,810$. Aus der Differenz $L_2 - L_3$ folgt für Mg die Abschirmungszahl des *L*-Niveaus zu 3,1, analog aus $M_3 - M_2$ für Ca die des *M*-Niveaus zu 7. Auf allen Aufnahmen sind diejenigen Funkenlinien, die alle ihre Valenzelektronen bis auf das letzte verloren haben, in der Regel auch die stärksten Linien, so Na I ($\nu = 17$), Mg II (92), Al III (23b), Si IV (460), P V (795), bzw. Li I ($\nu = 0,34$), Be II (6,6), B III (47), C IV (67), die entsprechenden Linien von N 1085,2; O 834,0; F 656,4 scheinen nicht hierzu zu gehören, da sie keine Dubletts sind, sondern eine kompliziertere Feinstruktur aufweisen. (Nachträglicher Zusatz der Verff.) MECKE.

E. O. Hulburt. The ultra-violet absorption spectra of the spark in water between metallic electrodes. Phys. Rev. (2) 23, 108—109, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Bei kondensierter Funkenentladung unter Wasser entsteht ein bis weit in das Ultraviolette hineinreichendes, kontinuierliches Spektrum, auf dessen Untergrund helle Absorptionslinien des Elektrodenmaterials erscheinen. Verf. untersucht mit einem 25 kV-Transformator (Kapazität 0,007 μ F) die Elemente Al, Ag, Bi, Cd, Cr, Co, Cu, Fe, Mg, Mo, Ni, Pb, Sb, Sn und Zn. Bei Au, Pt, Ir und Wo erschienen hauptsächlich Emissionslinien und nur einige wenige Absorptionslinien am kurzwelligen Ende des Spektrums. Ausführliche Angaben fehlen noch. MECKE.

Joseph W. Ellis. The near infra-red absorption spectra of some organic liquids. Phys. Rev. (2) 23, 48—62, 1924, Nr. 1. Verf. beschreibt zunächst einen Ultrarotspektrographen mit Selbstregistriervorrichtung der Galvanometerauslässe. Um eine möglichst große Dispersion zu erzielen, wurden zwei 30°-Prismen aus schwerem Flintglas mit Autokollimation verwandt, brauchbar bis etwa 2 μ . Die Eichung der Prismen erfolgte mit Emissionslinien von Li, Na, Tl, Sr, Ca und Sonnenabsorptionsbanden. Genauigkeit der Wellenlängenbestimmung etwa 0,01 μ . Verf. untersucht dann die Absorption von 30 organischen Flüssigkeiten. Bei all diesen Verbindungen traten Banden bei 0,90 μ ; 1,02 μ ; 1,17 μ ; 1,38 μ ; 1,70 μ auf, die an das Vorhandensein einer C—H-Bindung im Molekül geknüpft zu sein scheinen, denn sie

fehlen, wenn eine solche Bindung im Molekül nicht auftritt. Zusammen mit den von Coblenz gefundenen Banden bei $2,3\mu$ und $3,4\mu$ stellen sie die Oberschwingungen der Hauptbande bei $6,9\mu$ dar. Weitere Banden wurden bei $1,81\mu$; $1,91\mu$; $2,00\mu$; $2,10\mu$ festgestellt. Bei den verschiedenen Flüssigkeiten treten kleine Verschiebungen der Maxima bis zu $\pm 0,03\mu$ auf. Ein Teil der Banden, besonders $1,38$ und $1,70$, zeigen bei einer Reihe von Flüssigkeiten Aufspaltung in eine Doppelbande, die z. B. bei den Halogenderivaten (C_2H_5Cl , C_2H_5Br , C_2H_5J) mit dem Molekulargewicht wachsen. MECKE.

G. Breit. Note on the width of spectral lines due to collisions and quantum theory. Proc. Nat. Acad. Amer. **9**, 244—248, 1923, Nr. 7. [S. 726.] SMEKAL.

C. C. Trowbridge. Spectra of meteor trains. Proc. Nat. Acad. Amer. **10**, 24—41, 1924, Nr. 1. Die Arbeit ist hauptsächlich ein Referat über die Kenntnis der Meteorspektren, insbesondere über die Spektren des nachleuchtenden Schweißes. Ältere Beobachter (Herschel, 1866; Browning, 1866; Secchi, 1868; Konkoly, 1873) identifizierten die beobachteten hellen Linien im Gelb, Rot und Grün mit den damals bekannten Metalllinien des Na, K, Mg, Tl usw. Pickering gelang es 1897, eine photographische Aufnahme des Spektrums zu erhalten mit 6 Linien, von denen 4 mit den Wasserstofflinien H_β bis H_ϵ identifiziert werden. Blajko gibt zwei Aufnahmen, die erste enthält 10, die zweite 13 Emissionslinien, die teilweise von ihm als He-, Mg-, Ca-, K- und Tl-Linien gedeutet werden. Eine weitere Aufnahme im Besitz des Verf. kann nicht ausgemessen werden. Verf. ist der Meinung, daß die Linien mit größerer Sicherheit dem nachleuchtenden Stickstoff zugeschrieben werden können, der charakteristische Banden im Sichtbaren besitzt. MECKE.

A. Sommerfeld und W. Heisenberg. Eine Bemerkung über relativistische Röntgendoublets und Linienschärfe. ZS. f. Phys. **10**, 393—398, 1922, Nr. 6. [S. 726.] SMEKAL.

Frank C. Hoyt. The Relative Intensity of X-Ray Lines. Phil. Mag. (6) **46**, 135—145, 1923, Nr. 271, Juli. [S. 730.] SMEKAL.

W. Kossel. Über die Ergiebigkeit der Röntgenfluoreszenz und die Frage des Intensitätsvergleichs an Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge. ZS. f. Phys. **19**, 333—346, 1923, Nr. 5/6. Es wird diskutiert, welcherlei Methoden, die Energie von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge zu messen, auf den quantenhaften Charakter der Absorption sich gründen lassen. Insbesondere wird als wahrscheinlich hingestellt, daß die Zahl der Fluoreszenzlichtquanten eines — etwa zur K-Emission — anregbaren Sekundärstrahlers der Zahl der in ihm absorbierten Lichtquanten proportional ist — einerlei wie groß die Wellenlänge der anregenden Strahlung ist. Die Ergiebigkeitsmessungen Sadlers für K-Fluoreszenz (1909) stützen nach möglichst wahrscheinlicher Umrechnung von Ionisations- auf Energiemaß diese Annahme. Die Entscheidung darüber, ob ein angeregtes K-System eine Welle ausstrahlt oder „Stöße zweiter Art“ ausführt, scheint demnach nicht von der Wellenlänge der anregenden Strahlung abzuhängen. Es besteht also Grund zur Annahme, daß die Intensität einer K-Fluoreszenz der Zahl der aus dem Primärbündel absorbierten Lichtquanten proportional ist, also bei passender Anordnung zum messenden Vergleich der Intensitäten von Strahlen verschiedener Wellenlänge dienen kann.

KOSSEL.

Manne Siegbahn. Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Mit 119 Abbildungen. VI u. 257 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1924. „Es ist die Absicht des Verf. gewesen, die Spektroskopie der Röntgenstrahlen, von den rein technischen Anfängen bis zu den wichtigsten Ergebnissen mit besonderer Berücksichtigung der Atomphysik, darzulegen. Was den erstgenannten Teil der Aufgabe, die Darstellung der technisch experimentellen Methoden und der Apparate angeht, so habe ich versucht, sie so ausführlich zu geben, daß der Weg für einen Forscher, der sich diesem Gebiete widmen will, möglichst gebahnt wird. Dabei habe ich daran gedacht, mit den Hinweisen, welche sich hier finden, auch denen zu nützen, die für andere Zwecke mit röntgenographischen Methoden arbeiten. ... Was den letzten Teil des hier behandelten Themas, nämlich die Bedeutung der Ergebnisse der Röntgenforschung für die Atomphysik betrifft, so habe ich hauptsächlich die direkten, aus dem empirischen Material zu ziehenden Folgerungen besprochen. Ein tieferes Eingehen auf die mehr theoretische Seite des Problems habe ich dagegen unterlassen. ... Der Begrenzung des Materials stellten sich gewisse Schwierigkeiten in den Weg. So habe ich nach vielem Zögern von einer Behandlung der Absorptionsphänomene in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge abgesehen, wenn sie auch in mancher Hinsicht mit den hier behandelten Fragen sehr stark zusammenhängen. Ebenso habe ich die Streuung der Röntgenstrahlen beiseite gelassen.“ Inhalt: Kurze Zusammenfassung unserer Kenntnisse von den Röntgenstrahlen bis zu der Entdeckung von Laue. Interferenz der Röntgenstrahlen. Technik der Röntgenspektroskopie. Emissionsspektren. Absorptionsspektren. Systematik und Theorie der Röntgenspektren. Das kontinuierliche Röntgenspektrum. Andere Methoden zur Ermittlung der inneren Energieniveaus der Atome. Tabellen. Literaturverzeichnis. SCHEEL.

George L. Clark and William Duane. On tertiary x-radiation, etc. Proc. Nat. Acad. Amer. 10, 41—48, 1924, Nr. 1. Die Röntgenstrahlung einer Wolfram-Antikathode fällt auf einen Radiator (Molybdän); die unter 90° gegen den einfallenden Strahl gestreute Strahlung wird mit Kristallspektrometer und Ionisationskammer auf ihre spektrale Zusammensetzung untersucht. Sie zeigt auf einem kontinuierlichen Untergrund die *K*-Serie des Wolframs in erster, zweiter und dritter Ordnung, ferner die *K*-Serie des Molybdäns; die ermittelten Wellenlängen stimmen bis auf etwa 0,1 Proz. mit den bekannten Werten überein. Die Auflösung ist sehr gut; das α -Dublett ist in beiden Fällen deutlich getrennt. Außer diesen Linien treten zwei breite kontinuierliche Banden auf, deren kurzwelliges Ende den Wellenlängen 0,260 bzw. 0,311 Å zugehört. Die Verf. deuten diese als kontinuierliche Röntgenstrahlung, die im Radiator erregt wird durch diejenigen Elektronen, die von der auffallenden Wolframstrahlung aus dem *K*-Niveau des Molybdäns herausgeworfen sind, also eine Geschwindigkeit besitzen, die der Frequenzdifferenz $\nu_W - \nu_{Mo}$ entspricht. Die beobachteten beiden Banden stellen demnach tertiäre Strahlung für die Anregung durch W_α bzw. W_β dar. Aus der Frequenzdifferenz berechnen sich für die kurzwelligen Grenzen die Wellenlängen 0,262 bzw. 0,315 Å-E. in bester Übereinstimmung mit der Beobachtung. Schwach angedeutet ist eine dritte Bande, die der tertiären Strahlung von Mo-*L*-Elektronen entsprechen könnte. — Bei Streuwinkeln von 45 und 135° ergab sich das gleiche Bild; die Intensitätsverteilung in den kontinuierlichen Banden ist allerdings durch Absorptionseffekte geändert, ihre kurzwellige Grenze aber liegt am gleichen Ort wie bei Streuung unter 90° . — Zu entsprechenden Resultaten führten Messungen mit Silber als Radiator; für die kurzwelligen Grenzen der tertiären Banden wurden hier die Wellenlängen 0,296 bzw. 0,366 Å-E. ermittelt, während die Berechnung 0,297 bzw. 0,365 Å-E. liefert. — Zum Schluß weisen die Verf. darauf hin, daß sie die

Streustrahlung von 15 Elementen zwischen C und Nd untersucht haben, ohne andere als die beschriebenen sekundären und tertiären Strahlungen aufzufinden. Insbesondere haben sie keinerlei Anzeichen einer Wellenlängenänderung bei der Streuung, wie sie Compton gefunden hat, bemerken können.

KULENKAMPPF.

Charles B. Crofutt. The K and L absorption and emission spectra of tungsten. Phys. Rev. (2) **23**, 105, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Durch gleichzeitige Aufnahmen wurde die relative Lage der Absorptionskanten und Emissionslinien genau bestimmt. Für erstere ergaben sich die Werte: $K = 0,1780$; $L = 1,2122$, $1,0716$ und $1,0217$ Å.-E. In der L -Serie wurden vier neue Emissionslinien aufgefunden: $\beta_{15} = 1,2432$, $\beta_{16} = 1,2166$, $\gamma_{12} = 1,0748$ und $(N) = 1,9699$ Å.-E. Die Linie γ_{12} widerspricht dem Auswahlprinzip; die Linie (N) läßt sich in kein Niveauschema einordnen.

KULENKAMPPF.

E. Rupp. Über die Zentren der Lichtemission der Alkalien. Ann. d. Phys. (4) **73**, 1—15, 1924, Nr. 1/2. Versuche ähnlich denen W. Wiens zur Untersuchung des Ladungszustandes eines leuchtenden Atoms im Kanalstrahl im hohen Vakuum, durch Beobachtung der Einwirkung eines transversalen elektrischen Feldes auf den im Lichte einer bestimmten Spektrallinie photographierten Strahl. Es werden Anodenstrahlen des Li, Na, K verwandt. Ergebnis: Die Träger der Hauptserie der Alkalien erleiden keine Ablenkung durch das Feld, weder im höchsten Vakuum ($p = 0,0002$ mm Hg) noch bei etwas höherem Druck ($p = 0,002$ bis $0,008$ mm Hg). Die Träger der ersten und zweiten Nebenserie erleiden keine Ablenkung im hohen Vakuum, dagegen wohl bei dem höheren Druck. Daraus wird geschlossen, daß die Hauptserienglieder von Atomen emittiert werden, die vor und während der Emission neutral sind, die Glieder der Nebenserien von solchen, die vor der Emission positiv geladen, während der Emission jedoch neutral sind. Es muß also hier dem Emissionsvorgang eine Umladung (Neutralisierung) vorausgehen.

E. RÜCHARDT.

Karl Przibram und Elisabeth Kara-Michailova. Über Radiolumineszenz und Radiophotolumineszenz. II. Mitteilung. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Nr. 159. S.-A. Wien. Ber. **132** [2a], 285—298, 1923, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. **4**, 1627, 1923.

SCHEEL.

Karl Przibram und Marie Bělár. Die Verfärbungen durch Becquerelstrahlen und die Frage des blauen Steinsalzes Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Nr. 157. S.-A. Wien. Ber. **132** [2a], 261—277, 1923, Nr. 7/8. Vgl. diese Ber. **4**, 1593, 1923.

SCHEEL.

H. Rausch von Traubenberg. Über Polarisationserscheinungen von Kanalstrahlenlicht im Magnetfelde. Naturwissensch. **12**, 118, 1924, Nr. 6. Frühere Beobachtungen des Verf. hatten ergeben, daß das Licht (H_β) von Wasserstoffkanalstrahlen, deren Bewegungsrichtung mit der eines schwachen Magnetfeldes zusammenfällt, eine schwache Polarisation derart zeigt, daß der elektrische Vektor senkrecht zum Feld verstärkt ist. Das neue Ergebnis besteht darin, daß bei einer Strahlrichtung senkrecht zum Feld und einer Beobachtungsrichtung senkrecht zu Strahlrichtung und Feld der elektrische Vektor in einer Richtung, die je nach der Polung des Elektromagnets um etwa $+30^\circ$ oder -30° gegen das Feld geneigt ist, eine kleine Verstärkung zeigt.

E. RÜCHARDT.

M. A. Catalán. Zeemaneffekt bei den Multipletts des Molybdäns. Anales soc. espanola Fis. Quim. **21**, 527—532, 1923. Verf. prüft die Klassifikation des Mo-Spektrums nach neueren Versuchen über den Zeemaneffekt. Die beobachteten Effekte

stimmen bis auf drei Fälle mit den berechneten innerhalb der Versuchsfehler überein; in einem von diesen Ausnahmefällen scheint ein Irrtum bei der Messung des Zeeman-effektes vorzuliegen. Die vollständige Analogie zwischen dem Cr- und Mo-Spektrum bleibt bestehen.

*W. A. ROTH.

Paul D. Foote, A. E. Ruark and F. L. Mohler. The D_2 Zeeman pattern for resonance radiation. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 415—418, 1923, Nr. 6. Die Verf. diskutieren die anomale Zeemanzerlegung der D_2 -Linie der Alkalispektren in schwachen Feldern und folgern aus dem Niveauschema ihrer magnetischen Feinstruktur, daß sie für Resonanzstrahlung unter gewissen Umständen (hinreichend geringe Spektralbreite und vollständige Polarisierung der anregenden Strahlung) nur als Quartett erscheinen kann, während sie unter normalen Verhältnissen ein Sextett darstellt. A. SBEKAL.

H. R. Ingersoll. Some experiments on magnetic rotation in sputtered cobalt films. Phys. Rev. (2) 23, 115, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Kathodisch entladene Kobaltdrähte zeigen im allgemeinen ein Anwachsen der magnetischen Drehung mit zunehmender Wellenlänge, und zwar so weit, daß sie nach der Methode des Verf. bestimmt werden kann ($2,2\mu$). Wenn man indessen die Drähte bei niederem Wasserstoffdruck mehrere Stunden auf 300° erhitzt, erfährt die Kurve eine Änderung und die Drehung ist für längere Wellenlängen größer, während sie in einigen Fällen bei einer bestimmten Wellenlänge praktisch sich nicht mehr ändert. Es ist anzunehmen, daß die Hitzebehandlung sich in einem Zusammenfließen der Metallteilchen äußert und die Untersuchungen zeigen, daß die magnetische Drehung in solchen Drähten von der Größe und dem Aggregatzustand dieser Teilchen abhängig ist und daß sie deshalb eher ein molares als ein molekulares Phänomen ist. Magnetische Rotationsmessungen an kolloidalem Eisen in Isobutylalkohol bestätigen diese Ansicht, denn diese zeigen keinen anderen Effekt als den des reinen Alkohols. Obgleich die Eisenteilchen deutlichen magnetischen Charakter besitzen, sind sie anscheinend doch zu klein, um eine merkliche Rotation zu verursachen. GAISSE.

M. Levi. Über photoelektrische Leitfähigkeit des Diamants und anderer fluoreszierender Kristalle. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada 16, Sekt. III, 241—256, 1922. Verf. untersucht sechs Diamanten, Kunzit und Willemite (Zn_2SiO_4). Voruntersuchungen ergeben, daß nur zwei Diamanten dieses Phänomen zeigen. Diese beiden zeigen Leitfähigkeit (einen Dunkelstrom) in einer bevorzugten Richtung bei Nichtbeleuchtung im geschlossenen Stromkreis. Bei Belichtung entsteht ein photoelektrischer Strom, der in Richtung und Stärke von Richtung und Stärke des Dunkelstromes abhängt. Bei längerer Belichtung treten im starken Felde Unregelmäßigkeiten auf, die durch die Annahme eines Polarisationsstromes, der nachgewiesen wurde, erklärt werden. Die photoelektrische Empfindlichkeit wächst mit abnehmender Wellenlänge des ausgesandten Lichts. Bei Anwendung von kleinen Wellenlängen (γ -Strahlen) ergab der eine Diamant einen photopositiven, der andere einen photonegativen Strom; beide zeigen Fluoreszenz, der eine auch Phosphoreszenz. In einem theoretischen Teil wird gezeigt, daß die bisher aufgestellten Erklärungen noch keine Klärung gebracht haben.

* BEHRENDT.

Irving Langmuir. Reflection of electrons caused by light. Phys. Rev. (2) 23, 112, 1924, Nr. 1. (Kurzer Sitzungsbericht.) Inhaltsangabe einer hier schon referierten ausführlichen Mitteilung. PETER PRINGSHEIM.

J. Rud. Nielsen. Effect of temperature and surface impurities on photocurrents with aluminium surfaces from which surface films have

been removed by melting in vacuo. Phys. Rev. (2) **22**, 525, 1923, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) 1. Photoströme sind von der Temperatur vollkommen unabhängig. 2. Photoströme von Al bleiben nach Entfernung oberflächlicher Verunreinigungen mit großer Intensität erhalten, so daß also das von anderen Autoren gefundene Verschwinden der lichtelektrischen Empfindlichkeit infolge von Reinigung der Oberfläche wohl nur durch eine Verschiebung der Grenzwellenlänge zu erklären ist. 3. Eine scheinbare starke Abhängigkeit der Photoströme von der Temperatur ist auf das Verschwinden oder Neuauftreten von Oberflächenschichten beim Erhitzen zurückzuführen.

PETER PRINGSHEIM.

K. Farwig. Zur Frage des normalen und selektiven Photoeffektes der Alkalimetalle. ZS. f. Phys. **21**, 38—45, 1924, Nr. 1. An einer Anzahl von nicht spiegelnden festen K- und Rb-Flächen wurde die spektrale Verteilung der lichtelektrischen Empfindlichkeit, bezogen auf gleiche einfallende Energie, über ein möglichst großes Wellenlängengebiet (von 600 bis 185 m μ) hin durchgemessen. Bei Verwendung verschiedener Funkenstrecken neben dem Hg-Bogen als Lichtquelle konnte in dem Spektralgebiet eine sehr viel größere Zahl von Punkten aufgenommen werden als früher; die älteren Resultate von Pohl und Pringsheim wurden durchaus bestätigt, sowohl was die Lage der Maxima, als insbesondere was den steilen Wiederanstieg im Ultraviolett unterhalb 300 m μ angeht — von weiteren selektiven Maximis fand sich keine Andeutung. Ferner wurde untersucht, ob das langwellige Ende der an Alkaliflächen aufgenommenen Empfindlichkeitskurven dem normalen oder dem selektiven Effekt angehört; zu diesem Zweck wurde für verschiedene Wellenlängen das Verhältnis der Photoströme untersucht, die an einer spiegelnden geschmolzenen K-Fläche bei schräger Inzidenz des erregenden polarisierten Lichtes ausgelöst werden, je nachdem der elektrische Lichtvektor eine Komponente senkrecht zur Metalloberfläche besitzt oder nicht. Anomale optisch nicht zu deutende Werte für dieses Verhältnis erhält man nur in dem „selektiven“ Gebiet zwischen 330 und 540 m μ ; oberhalb 560 m μ sinkt er, ebenso wie unterhalb 330 m μ , unter 2 — hier ist also nur normale Elektronenemission vorhanden.

PETER PRINGSHEIM.

Emmi Deneke. Über den Becquereleffekt an Wismutoxydelektroden. Jahrb. Math.-naturw. Fakultät Göttingen 1923, S. 50. „Es wurde die Lichtempfindlichkeit von Wismutoxydelektroden neu aufgefunden. Die Lichtempfindlichkeit, die sich zuerst in einer Potentialerniedrigung, im weiteren Verlauf in einer Potentialerhöhung äußert, läßt sich auf einen einheitlichen Vorgang, den einer Reduktion, zurückführen.“ SCHEEL.

Paul H. Geiger. Spectro-photoelectrical effects in argentite: the production of an electromotive force by illumination. Phys. Rev. (2) **22**, 461—469, 1923, Nr. 5. Argentitkristalle (Ag₂S₂) werden durch angepreßte Metallzuführungen und ein Drehspulgalvanometer kurz geschlossen; bei Belichtung einer der beiden Elektroden tritt eine elektromotorische Kraft auf, die bis zu 13 Millivolt betragen kann. Bei dauernder Bestrahlung geht der Effekt ziemlich schnell zurück, um schließlich sogar negativ zu werden; nach Aufhören der Bestrahlung stellt sich dann zunächst wieder ein positiver Effekt ein, der allmählich abklingt. Die Natur des zweiten Materials (Cu, Al, Fe, Sn, Ag, Wasser) ist ohne wesentlichen Einfluß, bei spektraler Zerlegung des erregenden Lichts zeigt sich, bezogen auf gleiche auffallende Energie, ein ziemlich scharfes Maximum bei etwa 1 μ . Daß es sich nicht um bloße thermoelektrische Wirkung handelt, wird durch Kontrollmessungen sichergestellt. Einige andere Mineralien, wie Prusit, Molybdänglanz, Pyargyrit, zeigen den Effekt in geringerem Maße auch, bei anderen, wie Bleiglanz, Antimonglanz usw., war er nicht nachweisbar.

Der elektrische Widerstand von Argentit ist in hohem Grade von der angelegten Spannung abhängig: er ist (im Dunkeln) für 20 Volt nur halb so groß wie für 4 Volt; bei längerem Stromdurchgang wächst der Widerstand, wobei gleichzeitig die Lichtempfindlichkeit des Minerals verschwindet.

PETER PRINGSHEIM.

Rudolf Störmer. Über photoelektrische Ströme. Auszug Diss. Münster, 3 S., 1922. Metallelektroden (Pt) werden in Lösungen ihrer eigenen Salze bei Bestrahlung nicht elektromotorisch erregt, in anderen lichtbeständigen Lösungen dagegen nehmen sie, wie durch Aufladung eines Elektrometers nachgewiesen wurde, ein negatives Potential gegenüber dem Elektrolyten an. Beladung mit O_2 erhöht das negative Potential des Pt, Wasserstoffpolarisation verursacht eine positive Aufladung des Metalles, Cl übt gar keine Wirkung aus. Alles in allem wirkt die Belichtung wie Wärme: löst sich unter deren Einfluß mehr Platin, so wird die belichtete Elektrode negativ, schlägt sich dagegen Pt nieder, so wird sie positiv.

PETER PRINGSHEIM.

H. Buisson et Ch. Fabry. Les lois du noircissement des plaques photographiques. Rev. d'Optique 3, 1—27, 1924, Nr. 1. Die Veröffentlichung gibt eine Zusammenstellung der für photographische Photometrie in Betracht kommenden Begriffe, Apparate und Meßverfahren. Es werden nacheinander behandelt die Definition der Schwärzung einer absorbierenden Schicht, die Beschreibung von Apparaten zur Schwärzungsmessung und zur Sensitometrie photographischer Platten und weiter die Schwärzungsgesetze als Funktion von Lichtintensität und Expositionszeit. Wesentlich Neues bringt der nun folgende Abschnitt über den Einfluß der Wellenlänge der wirkenden Strahlung auf die Schwärzungskurve. Beim Übergang von sichtbarem zu ultravioletttem Licht steigen die Schwärzungskurven mit wachsender wirkender Strahlungsenergie beträchtlich weniger steil ein. Eine Erklärung wird darin gefunden, daß eine etwa mit der Wellenlänge 5460 Å geschwärzte Platte durch die ganze Schichtdicke hindurch ungefähr gleichmäßig geschwärzt ist, während bei Verwendung der Wellenlänge 2536 Å die Schwärzung nur in einer dünnen Oberflächenschicht sitzt. Grund: Die Absorption des ultravioletten Lichts in der Bromsilberplatte. Die weiter festgestellte Tatsache, daß die Schwärzung entwickelter Platten bei der Wellenlänge 3100 Å ein ausgeprägtes Minimum zeigt, wird auf die Durchlässigkeit des Silbers in dieser Spektralgegend zurückgeführt. Die Durchlässigkeit verschwindet, wenn das Silber im Quecksilberversärker in eine Quecksilberverbindung übergeführt wird. Bemerkungen über die Prinzipien der photographischen Photometrie machen den Schluß.

P. P. KOCH.

Keivin Burns. On the measurement of standard wave lengths. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 419—437, 1923, Nr. 6. Eine inhaltsreiche, sehr anregend geschriebene Monographie über die Praxis der Wellenlängenmessungen. — Einleitung: Hinweis auf Kaysers Handbuch und auf Meggers in „Glazebrook's Dictionary of Applied Physics“, Bd. IV. — Normale erster Ordnung Cd 6438,4696 Å. Von 3370 bis 6750 Å reichen die von drei Beobachtern gemessenen Normalen zweiter Ordnung im Fe-Spektrum. Unter 3370 und über 6750 Å existieren einige Beobachtungsreihen mit Fe, Edelgasen und Cd. Die kürzeste direkt an die Fundamenteinheit angeschlossene Wellenlänge ist 2375, die längste 8950 Å. Da somit der größere Teil des photographierbaren Spektrums keine genau bestimmten Standards enthält, sind weitere Messungen sehr wünschenswert, zumal im Hinblick auf die großen Erfolge der Serientheorie. „Man ist fasziniert von der hohen Präzision.“ — Lichtquellen, die für Standards geeignet sind. Verlangt: Reproduzierbarkeit; scharfe Linien; großer Spektralbereich. Der internationale Fe-Bogen ist sehr gut von 2400 bis 6000 Å. Der Vakuumbogen liefert schärfere Linien, ist aber unbe-

quemer. Die Spektren der Edelgase sind sehr geeignet, erstrecken sich aber je nur über kleine Intervalle und sind noch nicht genügend bearbeitet. Aufmerksamkeit verdienen die Absorptionslinien von Jod und die tellurischen Absorptionslinien im Sonnenspektrum. Die Bedingungen, unter denen eine Linie emittiert wird, müssen angegeben werden, da die Wellenlänge von ihnen abhängen kann — bei breiten Linien mehr als bei scharfen. Daher Form der Elektroden, Bogenlänge, beobachteten Teil des Bogens, Spannung, Stromstärke, Gasdruck usw. angeben; bei Vakuumröhren die Kapillare senkrecht zum Kollimator stellen. — Primäre Normalen. Gittermessungen von Bell; Methode von Michelson; von Benoit, Perot und Fabry (1913). Genauigkeit für die Wellenlänge der roten Cd-Linie 1:5 bis 10 Millionen. — Sekundäre Normalen. Das Gitter ist nahezu durch das Interferometer verdrängt worden. Beschreibung des Perot-Fabry-Interferometers. Quarzglas ist als Material für den Trennungsring dem Invar überlegen. Für das extreme Ultraviolett kann hierfür ein gebogener Platindraht mit Vorteil angewandt werden. Die Messung der Wellenlänge mit dem Perot-Fabry-Interferometer. — Reflektierende Schicht: von 5800 bis 9000 Å ist Kupfer „ausgezeichnet“; von 3500 bis 7500 Å ist Silber (chemisch, besser Kathodenzerstäubung) „gut“; von 2800 bis 7500 Å Platin „brauchbar“; von 2300 bis 3500 Å Nickel „unübertriffen“. Unter 2200 Å Aluminium oder Silikon, die sich jedoch schwer genügend gleichmäßig niederschlagen lassen, oder unversilberte (Fluorit-) Platten. In letzterem Fall mißt man die Minima, nicht wie sonst die Maxima. Bei Quarzplatten gleiche Dicke, eine rechts-, die andere linksdrehend. Hilfsspektrograph: Konkavgitter mit Kollimator, besser Plangitter oder Prismenspektrograph von genügender Auflösung. Kondensoren aus Quarzflußspat sind von 8000 bis 2500 Å achromatisch, in noch höherem Grade natürlich ein System von Spiegeln. Als Material für letztere ist zwischen 2300 und 2000 Å Magnalium dem üblichen Spiegelmellal vorzuziehen. — Um eine Skale für das Ringsystem festzulegen, spannt Verf. einige feine Fäden über den Spalt, senkrecht zu dessen Richtung. Zur Messung des Ringdurchmessers verwendet man den zweit- und den drittnähersten Ring; Genauigkeit der Messung: etwa 0,02 mm. Da jeder Ring bis zu einem gewissen Grade einem bestimmten Teil des Interferometers zugehörig ist (wegen der Abbildung der Lichtquelle), empfiehlt es sich, die Interferometerplatten nach einigen Aufnahmen um je 45° zu drehen und den Gangunterschied um einen Bruchteil einer Wellenlänge zu ändern. Der Einfluß der Phasenänderung kann, falls Standards in dem beobachteten Gebiet lagen, dadurch eliminiert werden, daß man für diese eine Korrektionskurve zeichnet (Abszisse: Wellenlängen, Ordinate: Differenzen zwischen den beobachteten und den tatsächlichen Werten des Standards) und die dazwischenliegenden Wellenlängen entsprechend verbessert. Oder indem man mit Etalons von verschiedener Dicke arbeitet und graphisch auf unendliche Dicke extrapoliert. Die Phasenkorrektion kann sich bei frisch versilberten Platten rasch ändern, aber auch nach Jahren (Kristallisation der Schicht?) andere Werte annehmen. Bei photographischen Aufnahmen soll das Interferenzspektroskop vor den Spektralapparat gesetzt werden, weil dann ein größerer Bereich mit einer Justierung beobachtet werden kann. — Anordnungen zur gleichzeitigen Aufnahme der Hauptnormale und der zu messenden Linien von sehr abweichender Wellenlänge. — Tertiäre Normalen. Interpolation zwischen Normalen zweiter Ordnung mit dem Gitter; Vergleich von Linien in übereinandergreifenden Ordnungen. Die Strahlen zweier Lichtquellen oder zweier Ordnungen müssen unbedingt identische Wege im Apparat zurücklegen. Wenn die Expositionen der beiden Lichtquellen nicht gleichzeitig erfolgen können, sollen sie wenigstens gleich lang dauern und die für die beiden Quellen benutzten Spaltteile sollen bei der Hälfte der Beobachtungen vertauscht werden. Extrapolation mittels des Gitters auf kürzere Wellenlängen: Lyman; mehrfache Salte; Millikan, Bowen und Sawyer;

normal im Astrophys. Journ. **53**, 150, 1921. — Intensitätsänderungen einer Linie können eine Wellenlängenänderung derselben vortäuschen. Derartige Fehler lassen sich durch sorgfältigste Justierung des Gitters vermeiden. — Spektrographen, Prismenspektrographen: Einfache, starr montierte Apparate, bei denen der interessierende Teil des Spektrums nahe der Kameraachse liegt, sind komplizierten Universalinstrumenten vorzuziehen. Die Durchlässigkeit von Glas reicht von 9000 bis 3600 Å, von Quarz bis 1800, von Flußspat bis 1300 Å. Für den Kollimator genügt eine Ferrrohrlinse, für die Kamera empfiehlt sich ein vierlinsiges Objektiv (Quarzflußspat). Ein gerader Spalt gibt parabolisch gekrümmte Bilder, was bei Wellenlängenmessungen berücksichtigt werden muß. Interpolieren kann man Wellenlängen mittels einer Dispersionskurve, für Extrapolation empfiehlt sich die Hartmannsche Formel. Handlich sind die Apparate mit konstanter Ablenkung, noch besser, weil kompensiös, einfach und billig, die Montierung nach Littrow (Autokollimation). Nachteile: Verschiedene Reflexionen, Bild außerhalb der optischen Achse. — Plangitterspektrographen: Mit einer Linse nach Littrow, oder mit Kollimator und Kamera. Hohlspiegel leisten mehr als Linsen Gewähr für achromatische Einstellung von sich überlappenden Ordnungen. — Für Konkavgitter empfiehlt Verf. besonders die Littrow-Montierung (Eagle, Astrophys. Journ. **31**, 120, 1910). Die bekannte Montierung nach Rowland ist wenig starr; viel besser die vertikale Aufstellung auf dem Mt. Wilson. Anordnungen von Abney und von Paschen. Die Verwendung eines Kollimators erhöht die Intensität erheblich im nahen Ultrarot zehnfach), ist sehr kompensiös, gibt wenig, normal zum Gitter gar keinen Astigmatismus und ist daher bei Interferenzversuchen ausschließlich anzuwenden. — Alle vom Verf. untersuchten Gitter zeigten „Lymangeister“. Diese finden sich in der Nähe von Bruchteilen der Wellenlänge der Hauptlinie, deren Zähler aufeinanderfolgende Zahlen und deren Nenner kleine Zahlen sind. Ein Nenner ist charakteristisch für ein Gitter; 3 und 5 wurden beobachtet. Man entdeckt diese Geister am sichersten durch eine Aufnahme des He-Spektrums durch Gelb-Monochromatfilter. Da sie sehr schwach gegen die Hauptlinie sind, stören sie selten in der Region, wo die Platte hochempfindlich ist; wohl aber im Ultrarot (Abhilfe: Lichtfilter) und im äußersten Ultraviolett. Dort können sie nur durch Messung eliminiert werden. — Platten: Schumannplatten für Wellenlängen unter 1850 Å sind jetzt käuflich. Von 1850 bis 3600 Å ist die feinkörnige, unempfindliche Platte der Rapidplatte überlegen wegen Farbspuren in der Schicht der letzteren. Sensibilisatoren: für Gelb bis 6750 Å Pinacyanol, für 7000 bis 7700 Å Kryptocyanin, bis 9900 Å Dicyanin, das allerdings nirgends so kräftig sensibilisiert wie Pinacyanol im Optimum. Baden in wässriger Ammoniaklösung erhöht bei den orthochromatischen Platten des Handels die Empfindlichkeit erheblich. Es ist kein bestimmter Entwickler mehr als die übrigen zu empfehlen. — Zuletzt wird ein Schema zur Berechnung der Wellenlängen empfohlen, das die Subtraktionen vermeidet.

V. ANGERER.

Ernst Lau. Über eine Verbesserung der Lummer-Gehrcke-Platte für Interferenzspektroskopie. ZS. f. Instrkde. **43**, 311, 1923, Nr. 10. Vorschlag, die Leistungsfähigkeit des Lummer-Gehrckeschen Interferenzspektroskops zu erhöhen. Um einen technisch nicht aus einem Stück herstellbaren langen Plattenstreifen zu erzielen, sollen benachbarte Streifen ein und derselben planparallel geschliffenen Scheibe hintereinandergesetzt werden. Die Scheibe wird zweckmäßig zuerst an den Enden schräg angeschliffen, in Streifen auseinandergeschnitten und aneinandergesprengt, so daß eine lange planparallele Platte entsteht.

ERNST LAU.

V. P. Lubovich und E. M. Pearen, mit einer Einleitung von J. C. Mc Lennan. Über infrarote Spektroskopie. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada **16**, Sekt. III, 195—212,

1922. Im ersten Teil untersucht V. P. Lubovich die infrarote Absorption von Dicyanin, Dicyanin A, Pinacyanol, Nigrosin SS bläulich in $\frac{1}{10\,000}$ n und von Alizarinblau S in $\frac{1}{2000}$ n alkoholischer Lösung. Da Alkohol selbst stark absorbiert, wurde die Absorption nach $[(d_1 - d_2) \cdot 100] : d$ gefunden, wenn d , d_1 und d_2 die Ausschläge des Galvanometers sind, verursacht durch die angewandte Strahlung allein und nach Durchgang durch eine bestimmte Alkoholschicht bzw. einer alkoholischen Farblösung derselben Schichtdicke. Die Farblösungen absorbieren nur in einem kleinen Intervall jenseits $\lambda = 9000 \text{ \AA}$ und eignen sich daher gut zur Zurückhaltung langwelliger Strahlen bei langer Belichtung, andererseits zeigen die Untersuchungen, daß Aufnahmefähigkeit bis $\lambda = 20\,000 \text{ \AA}$ besteht. — Die Durchlässigkeit verschiedener Wratten-panchromatischer Platten wurde untersucht, indem Verf. das Hg-Spektrum unter den verschiedensten Kombinationen der Platten photographierte. — Im zweiten Teil über infrarote Photographie photographierte Verf. das Hg-Spektrum auf eine mit Dicyan empfindlich gemachte Platte. Nach 20 Stunden war die von Paschen beobachtete Linie $\lambda = 10\,104 \text{ \AA}$ erkennbar, nach 40 Stunden waren die starken Linien schwarz, während $\lambda = 6717 \text{ \AA}$ und $\lambda = 6908 \text{ \AA}$ noch weiß waren. Nach 60 Stunden waren auch diese schwarz. Zugleich war eine neue Linie $\lambda = 7729 \text{ \AA}$ zu erkennen. — Die Untersuchung von E. M. Pearen über das infrarote Spektrum des Hg mit Hilfe der Thalofidezelle (deren aktiver Teil in auf eine Quarzplatte aufgeschmolzenem Tl-Oxysulfid besteht) ergab, daß die nicht belichtete Zelle einen Dunkelstrom aussandte. Beim Durchgang durch den Bereich dieses Dunkelstromes bei der Bestimmung der Wellenlänge des Hg-Spektrums arbeitete Verf. mit belichteter Zelle. Die Messung ergab in Übereinstimmung mit dem photographischen Befunde, daß $\lambda = 10\,140 \text{ \AA}$ aus zwei Linien $\lambda = 10\,121 \text{ \AA}$ und $\lambda = 10\,165 \text{ \AA}$ besteht. — Ferner wurden die infraroten Spektren von Zn, Pb, Bi, Sb zwischen 8000 und 11 000 \AA mit je einem Hg-Spektrum zusammen auf der Platte photographiert. Die Resultate sind in Tabellen und Aufnahmen wiedergegeben und mit den Angaben von Randall und Walters verglichen. * BEHRENDT.

Herbert E. Ives. A variable aperture rotating sectored disc. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 683—688, 1923, Nr. 9. Verf. beschreibt einen rotierenden Sektor mit einer während der Rotation einstellbaren und ablesbaren Öffnung. Die beiden Scheiben mit je vier sektorförmigen Ausschnitten, aus denen der Sektor besteht und durch deren relative Winkelstellung seine Öffnung bestimmt wird, sind auf der rotierenden Achse frei beweglich, aber durch Vermittlung je eines Kegelradmitläufers mit der Achse gekoppelt. Von den Mitläufern, deren Achsen senkrecht zur Hauptachse stehen, ist der eine fest, der andere um einen meßbaren Winkel drehbar. Da jeder Stellung des letzteren eine bestimmte Öffnung des Sektors zugeordnet ist, ganz unabhängig davon, ob die Achse ruht oder mit beliebiger Geschwindigkeit umläuft, so kann durch die Drehung der Achse des beweglichen Mitläufers die Sektoröffnung während der Rotation eingestellt und abgelesen werden. Besondere Maßregeln sind getroffen, um toten Gang bei der Einstellung zu vermeiden. Der Sektor läuft bei Antrieb mit einem $\frac{1}{4}$ -PS-Motor mit 80 Touren/sec, allerdings nicht geräuschlos. FR. HOFFMANN.

C. O. Fairchild. A Disappearing Filament Optical Pyrometer Free from Diffraction Effects at the Filament. Phys. Rev. (2) 18, 116—118, 1921, Nr. 2. [S. 797.] FR. HOFFMANN.

7. Wärme.

S. P. Owen. Eine einfache Ableitung der van der Waalsschen Dampfdruckformel und eine Notiz über Moleküldurchmesser. *Proc. Univ. Durham* **6**, 3308—312, 1923. Verf. gibt eine Ableitung der van der Waalsschen Gleichung aus der kinetischen Theorie und berechnet daraus den Durchmesser $d = \sqrt{\frac{fR(Mv)^{2/3}}{0,433 \cdot \pi k}}$ folgender Moleküle: O₂ 3,23, N₂ 3,4, CO₂ 4,59, Ar 2,25, H₂O 3,23, Äther 5,56, Alkohol 5,24. 10⁻⁸ cm. Diese Zahlen stimmen gut mit anderen Berechnungen überein. *BECKER.

W. E. Forsythe. An intercomparison of the high temperature scales in use in this country with those in use in England. *Phys. Rev.* (2) **21**, 704—705, 1923, Nr. 6.

W. E. Forsythe. An intercomparison of temperature scales. *Astrophys. Journ.* **58**, 294—302, 1923, Nr. 5. Verf. berichtet über eine Vergleichung der Skalen für hohe Temperaturen, die in fünf maßgebenden amerikanischen und englischen Untersuchungslaboratorien im Gebrauch sind. Als Vergleichsinstrument diente das Glühfadenpyrometer, dessen Lampen leicht ausgetauscht werden konnten, unter Verwendung genau definierter Rotfilter, deren wirksame Wellenlänge in Rechnung gesetzt wird. Alle Messungen werden auf eine einheitliche Skale reduziert, die dadurch definiert ist, daß der Goldschmelzpunkt zu 1336° K (Zentigrade + 273) und die Konstante des Wienschen Strahlungsgesetzes $c_2 = 14350 \mu/\text{grad}$ angenommen wird. In dieser Skale liegt der Palladiumschmelzpunkt bei 1828° K. Die Vergleichung ergab, daß die Skalen aller Laboratorien in vorzüglicher Übereinstimmung sind, da die größten Abweichungen in dem ganzen Bereiche nur wenige Grade (2 bis 1800° K und 5 bis 2750° K) betrugen. FR. HOFFMANN.

A. G. Worthing. Physical properties of molybdenum, tantalum, nickel, and platinum at incandescent temperatures. *Phys. Rev.* (2) **21**, 705, 1923, Nr. 6. Drähte der untersuchten Metalle wurden zu Bändern ausgewalzt, in geeigneten Abständen mit kleinen Löchern durchbohrt, auf Dorne gewunden, so daß sie lange geschlossene Röhren bildeten, und mit passenden Zuführungen versehen in gewöhnliche Glühlampenhüllen montiert. An diesen Röhren, die bis zur Glut erhitzt wurden, sind dann mit dem Glühfadenpyrometer Messungen der Flächenhelligkeit der charakteristischen Oberflächenstrahlung und der schwarzen Strahlung aus den Löchern angestellt worden. Die gewonnenen Werte dienten zur Bestimmung der wahren Temperaturen. Die Untersuchung erstreckte sich auf das spektrale und gesamte Emissionsvermögen, den Widerstand, die thermische Ausdehnung und den Schmelzpunkt. Die Bestimmung der spektralen Emission wurde mit Hilfe von Reflexionsmessungen bis auf Zimmertemperaturen ausgedehnt. FR. HOFFMANN.

C. O. Fairchild. A Disappearing Filament Optical Pyrometer Free from Diffraction Effects at the Filament. *Phys. Rev.* (2) **18**, 116—118, 1921, Nr. 2. Verf. hat den Einfluß untersucht, den beim Glühfadenpyrometer die Beugung des Lichts auf die Einstellung des Lampenfadens auf gleiche Helligkeit mit dem Hintergrund, also dem Bilde des anvisierten Objekts, ausübt. Während die geometrische Optik als Bedingung für die gleichförmige Helligkeit des Bildes nur verlangt, daß der Eintrittswinkel mindestens so groß ist wie der Austrittswinkel, stellt die Theorie der Beugung die weitere Forderung, daß er sogar wesentlich größer ist, damit die Beugungsfransen durch die Austrittspupille vollkommen abgeschirmt werden. — Mit

einem Pyrometer, dessen Öffnung nach diesem Gesichtspunkt richtig gewählt ist können auch Flächenhelligkeiten von Objekten sehr kleiner Ausdehnung (wie Glühlampenfäden oder dergleichen) sicher gemessen werden. Verf. hat ein Pyrometer dieser Art, bei dem der Faden bei jeder Vergrößerung und Auflösungskraft des Okulars vollkommen verschwindet, schon seit zwei Jahren im Gebrauch und glaubt daß mit diesem Präzisionsinstrument eine größere Genauigkeit als mit irgend einem anderen Photometer erreicht werden kann.

FR. HOFFMANN

- R. D. Kleeman.** The values of the electrical moments of the atoms and their connection with other quantities. Journ. Franklin Inst. **196**, 479—493 1923, Nr. 4. [S. 744.]

STÖCKL

Worth H. Rodebush. The atomic heats of cadmium and tin at low temperatures. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 1413—1416, 1923, Nr. 6. Einem Metallblock wird im Vakuum eine gemessene elektrische Energie zugeführt; die dadurch bewirkte, im Mittel $2,5^{\circ}$ betragende Temperaturerhöhung wird gemessen. Als Resultat werden folgende Atomwärmen C_p angegeben:

Cadmium

Zinn

T	C_p	T	C_p
69,66	4,67	87,70	5,11
72,40	4,74	89,91	5,15
74,97	4,81	92,39	5,21
77,56	4,88	94,70	5,23
80,09	4,96	97,08	5,26
82,59	4,98	99,37	5,31
85,06	5,04	298	6,25

T	C_p	T	C_p
69,63	4,57	88,90	5,07
72,39	4,64	91,26	5,15
75,11	4,74	93,56	5,17
77,71	4,83	96,21	5,26
80,34	4,88	98,59	5,27
84,00	4,98	101,00	5,34
86,36	5,01	298	6,50

SCHEEL.

A. Bonzat et E. Chauvenet. Chaleurs de dissolution et de formation des chlorures doubles: $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{KCl} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{RbCl} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{CsCl} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ et des sels anhydres correspondants. C. R. **177**, 1293—1295, 1923, Nr. 24; Berichtigung ebenda S. 1428, Nr. 25.

SCHEEL.

P. W. Bridgman. The effect of tension on the thermal and electrical conductivity of metals. Proc. Amer. Acad. **59**, 117—137, 1923, Nr. 6. Die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit erfolgte nach der Leesschen Methode unter Verwendung von Thermoelementen zur Messung der Temperaturdifferenzen. Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit erfolgte in derselben Anordnung. Der Zug wurde in Richtung des thermischen bzw. elektrischen Stromes ausgeübt. Untersucht wurden Aluminium, Kupfer, Eisen, Palladium, Platin, Silber und Nickel. Die Ergebnisse sind folgende: Bei Berücksichtigung der Längen- und Querschnittsänderungen ändert sich die spezifische Leitfähigkeit λ für Wärme und κ für Elektrizität pro kg/cm^2 Zugerhöhung um:

	Al	Cu	Fe	Pd	Pt	Ag	Ni
$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$	— 3,8	— 2,1	— 2,1	— 0,2	— 1,35	— 1,2	+ 0,5 · 10 ⁻⁶
$\frac{\Delta\kappa}{\kappa}$	— 1,8	— 1,5	— 1,8	— 1,6	— 1,6	— 3,1	+ 3,3 · 10 ⁻⁶

Die Zugbelastungen schwankten etwa zwischen 500 und 2000 kg/cm² und der Druckkoeffizient von λ und κ scheint nicht ganz unabhängig vom Druck zu sein. — Die Wiedemann-Franz'sche Zahl ist hiernach nicht unabhängig von der Zugbelastung des Materials.

W. MEISSNER.

P. W. Bridgman. The thermal conductivity of liquids under pressure. Proc. Amer. Acad. 59, 139—169, 1923, Nr. 7. Vgl. das Referat über Bridgman in Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 341—345, 1923, Nr. 10 (diese Ber. S. 413). Hinzuzufügen ist noch folgendes: Oberhalb eines Druckes von 3000 kg/cm² nimmt bei allen untersuchten Flüssigkeiten die Wärmeleitfähigkeit mit wachsender Temperatur zu, wie es bei Wasser schon bei Atmosphärendruck der Fall ist.

W. MEISSNER.

P. W. Bridgman. The Thermal Conductivity and Compressibility of several Rocks under High Pressures. Sill. Journ. (5) 7, 81—102, 1924, Nr. 38, Februar. Die Untersuchung wurde aus geologischen Gründen angestellt. Als Methode diente der stationäre Wärmeßuß bei elektrischer Oberflächenheizung und zylindrischer Anordnung. Die Wärmeleitfähigkeit wurde bestimmt für pipestone (Silikolith), Talk, Solenhofer Kalkstein, Basalt, Pyrexglas und Steinsalz bei Drucken bis zu 12000 kg/cm² und bei 30° und meist auch 75° C. Die Wärmeleitfähigkeit wächst bei 1000 kg Druck-erhöhung um 0,1 Proz. (Solenhofer Kalk) bis 3,6 Proz. (Steinsalz) bei 30° C. Der Temperatureinfluß ist verschieden nach Größe und Vorzeichen. — Bei Versuchen über die Kompressibilität der Materialien traten erhebliche Hysteresiserscheinungen auf. Pyrexglas zeigt ein anormales Anwachsen der Kompressibilität bei höheren Drucken. — Verf. schließt aus seinen Versuchen, daß die Wärmeleitfähigkeit der Erdkruste in einer Tiefe von einigen hundert englischen Meilen mehrmals so groß sein könne, als bisher angenommen wurde.

W. MEISSNER.

Roy A. Nelson. Free convection of heat in liquids. Phys. Rev. (2) 23, 94—103, 1924, Nr. 1. Die Konvektionsvorgänge, die an dünnen, in eine Flüssigkeit eingetauchten Drähten auftreten, sind nach zwei verschiedenen photographischen Methoden untersucht: Bei der ersten wird ein paralleles Lichtbündel durch die Flüssigkeit geschickt und mit seiner Hilfe die beim Erhitzen des Drahtes auftretenden Dichtigkeitsunterschiede photographisch veranschaulicht. Bei der zweiten wird ein konvergierendes Lichtbündel verwendet, das durch eine kleine Blende von 0,47 cm Durchmesser aufgefangen wird, so daß Licht in die Kamera nur beim Verschieben des Lichtbündels zufolge der Dichtigkeitsänderungen gelangt. Nach den Aufnahmen, von denen solche für Wasser, Olivenöl und Glycerin reproduziert sind, scheint an der Oberfläche des Drahtes (von 0,03 cm Durchmesser) eine ruhende Flüssigkeitshaut vorhanden zu sein. — Der Wärmeverlust der Drähte im stationären Zustand wurde kalorimetrisch bestimmt. Es ergab sich für Wasser, Alkohol, CCl₄, Glycerin und Ricinusöl, daß die Wärmeabgabe pro Quadratcentimeter und Sekunde dargestellt werden kann durch $b\theta^n$, wobei n in den fünf Fällen den Wert 1,15; 1,105; 1,125; 1,25; 1,24 hat und θ die Temperaturdifferenz zwischen Draht und Flüssigkeit ist. b hängt von der Art der Flüssigkeit, der mittleren Temperatur und wohl auch der Drahtstärke ab.

W. MEISSNER.

A. H. Gibson. Heat Dissipation from the Surfaces of Pipes and Cylinders in an Air Current. Phil. Mag. (6) 47, 324—336, 1924, Nr. 278, Februar. Die Versuche wurden angestellt, um Unterlagen für die Ausführung von Ölkühlern zu erhalten, und in einem 6 × 4 Fuß weitem Tunnel für Luftfahrversuche ausgeführt. Zur Verwendung kamen hauptsächlich spiralförmig gewundene Rohre von 8 Zoll Durchmesser

und 12 Fuß Länge, aber auch einige anders dimensionierte Rohre. Die Achse der Spirale wurde vertikal gestellt. Die Rohre waren von heißem Wasser von 30 bis 90° C mittlerer Temperatur durchflossen. Die Lufttemperatur war etwa 12° C. Es ergab sich folgendes: Der Wärmeverlust ist proportional Θ^m , wobei Θ die Temperaturdifferenz zwischen Rohr und Luft ist und m den Wert 1,02 hat, falls die Änderungen der Luftdichte und Reibung mit der Temperatur berücksichtigt werden. Ist v die Luftgeschwindigkeit und d der Rohrdurchmesser, so ist der Wärmeverlust h in Kalorien pro Zentimeter Länge bei 1° Temperaturdifferenz in der Sekunde $h = Kd^{0,04}$, wobei für Kupferrohre K aus folgender Tabelle zu entnehmen ist:

$v d$ (cm ² sec ⁻¹)	500	1000	2000	3000	4000	5000	10 000	15 000
K	0,0062	0,0087	0,0122	0,0152	0,0180	0,0207	0,0320	0,0425

Für Stahlrohre und für geschwärtzte Rohre war K um 5 Proz. größer, bei spiralförmig gewundenen Rohren um 18 Proz. kleiner.

W. MEISSNER.

J. J. van Laar. Die Zustandsgleichung von Gasen und Flüssigkeiten mit besonderer Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Werte von a und b , des kritischen Zustandes und der Theorie der Dampfspannungskurven. Mit 10 Figuren im Text. X und 368 S. Leipzig, Verlag von Leopold Voss, 1924. Der Verf. hat in diesem Buche einen großen Teil der von ihm seit mehr als 30 Jahren veröffentlichten Aufsätze auf dem Gebiete der Zustandsgleichung und von allem, was damit zusammenhängt, zu einem organischen Ganzen verarbeitet. „Dabei ist von keinem „neuen“ oder „dritten“ Wärmetheorem Gebrauch gemacht, da dieses selbstverständlich nur im sogenannten Quantengebiet bei sehr tiefen Temperaturen zum Ausdruck kommt, während fast alle Dampfdruckbestimmungen, sowohl bei flüssigen wie bei festen Körpern sich vollständig außerhalb dieses Gebietes bewegen. Und da noch immer von verschiedenen Autoren das Wärmetheorem sogar bei Flüssigkeiten bei höheren Temperaturen angewendet wird, was natürlich Unsinn ist, so habe ich in diesem Buche öfters gegenüber diesem Mißbrauch Stellung nehmen müssen und gezeigt, daß man überall in fast allen Fällen mit der gewöhnlichen klassischen Thermodynamik auskommt. . . . Dennoch habe ich den Übergang vom gesunden (normalen) zum kranken (Entartungs- oder Quanten-) Gebiet besonders scharf beleuchtet und dabei gezeigt, wie nur sehr allmählich bei extrem tiefen Temperaturen die Grenzzustände des einen Gebietes in die des anderen übergehen. . . .“ Gliederung: Die Zustandsgleichung und die darin vorkommenden Größen a und b . Der kritische Zustand. Die Dampfdruckbeziehungen. Die koexistierenden Dampf- und Flüssigkeitsphasen.

SHEEL.

E. Mathias, C. A. Crommelin et H. Kamerlingh Onnes. Le diametre rectiligne du néon. Onnes Comm. Leiden Nr. 162, S. 11—20, 1924. Vgl. diese Ber. 4, 567, 1923.

SHEEL.